



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

**FAKULTA ELEKTROTECHNIKY
A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ**

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

**INTERFEROMETRICKÉ MĚŘENÍ OPTICKÉHO SIGNÁLU V
TURBULENCI**

INTERFEROMETRIC MEASUREMENT OF OPTICAL SIGNAL IN TURBULENCE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Soňa Kovařová

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

doc. Ing. Lucie Hudcová, Ph.D.

BRNO 2019

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor **Elektronika a sdělovací technika**

Ústav radioelektroniky

Studentka: Bc. Soňa Kovařová

ID: 164314

Ročník: 2

Akademický rok: 2018/19

NÁZEV TÉMATU:

Interferometrické měření optického signálu v turbulenci

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s principem funkce optických interferometrů. Vyberte si vhodný interferometr, popište jeho konstrukci, určete parametry jeho jednotlivých součástí, definujte nároky na okolní podmínky, určete výhody a nevýhody Vámi zvoleného interferometru a matematicky popište tento systém. Sestavte vybraný interferometr a proveďte ověření jeho funkčnosti. Navrhněte vhodné způsoby detekce výsledného interferenčního obrazce. Seznamte se s podstatou atmosférické turbulence. Vyberte vhodné postupy pro kvantifikaci míry turbulentního prostředí. Studujte vliv atmosférické turbulence na optický signál pomocí změn v interferenčním obrazu.

Pro různou míru atmosférické turbulence měřte parametry optického signálu (např. kontrast, optickou intenzitu). Určete hodnoty strukturního parametru indexu lomu v jednotlivých měřeních. Vyhodnoťte vliv míry turbulentní aktivity na parametry interferenčního výstupu. Na základě interferometrického měření navrhněte postup pro určení míry ovlivnění optického signálu turbulentním prostředím.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] SALEH, B.E.A. - TEICH, M.C. Základy fotoniky. Praha: Matfyzpress, 1991.

[2] ANDREWS, L. C., PHILLIPS, R. L. Laser Beam Propagation through Random Media. Bellingham: SPIE, 1998.

Termín zadání: 4.2.2019

Termín odevzdání: 16.5.2019

Vedoucí práce: doc. Ing. Lucie Hudcová, Ph.D.

Konzultant:

prof. Ing. Tomáš Kratochvíl, Ph.D.
předseda oborové rady

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

ABSTRAKT

Práca sa zaoberá možnosťami kvantifikácie vplyvu atmosférických turbulencií na optický signál využívaný v bezdrôtovej optickej komunikácii. V prvej časti je atmosféra predstavená ako prenosové médium. Nasleduje stručný rozbor interferometrie a funkčných prvkov interferometrov. Ďalej sú uvedené viaceré prístupy analýzy prenosového prostredia optického zväzku a ich experimentálne prevedenie. Matematický aparát vychádza z Kolmogorovovej kaskádnej energetickej teórie, Rytovovej variancie a ako hlavný kvantifikátor miery turbulencie slúži štruktúrny parameter indexu lomu. Experimentálne získané dáta sú taktiež podrobené štatistickej analýze. V poslednej časti je vytvorená vizualizácia premenlivosti interferenčného obrazca v čase pod vplyvom atmosférických turbulencií. V práci bola využitá konštrukcia Michelsonovho interferometra.

KLÚČOVÉ SLOVÁ

Michelsonov interferometer, laserový zväzok, atmosférická turbulencia, štruktúrny parameter indexu lomu, Rytovova variancia, Kolmogorovova kaskádna teória

ABSTRACT

The aim of this thesis is to quantify the impact of atmospheric turbulence on optical signal used in free space optic communication systems. The first part is associated with atmosphere as transmission medium. Following part deals with interferometry and components of interferometers. Various methods of analysis of transmission environment for optical beam are introduced theoretically and experimentally. Mathematical apparatus based on Kolmogorov's cascade theory, Rytov's variance was used to find value of structural parameter of refraction as a main measure of turbulence intensity. Experimentally obtained data were subjected to statistical analysis. The visualization of interference pattern fluctuations under turbulent conditions is shown in the last section. Interferometric method was realized with Michelson interferometer.

KEYWORDS

Michelson interferometer, laser beam, atmospheric turbulence, index-of-refraction structure parameter, Rytov's variance, Kolmogorov's cascade theory

KOVAĽOVÁ, Soňa. *Interferometrické měření optického signálu v turbulenci*. Brno, 2019, 75 s. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav radioelektroniky. Vedúci práce: doc. Ing. Lucie Hudcová, PhD.

VYHLÁSENIE

Vyhlasujem, že som svoju diplomovú prácu na tému „Interferometrické měření optického signálu v turbulenci“ vypracovala samostatne pod vedením vedúceho diplomovej práce, využitím odbornej literatúry a ďalších informačných zdrojov, ktoré sú všetky citované v práci a uvedené v zozname literatúry na konci práce.

Ako autora uvedenej diplomovej práce ďalej vyhlasujem, že v súvislosti s vytvorením tejto diplomovej práce som neporušila autorské práva tretích osôb, najmä som nezasiahla nedovoleným spôsobom do cudzích autorských práv osobnostných a/alebo majetkových a som si plne vedomá následkov porušenia ustanovenia § 11 a nasledujúcich autorského zákona Českej republiky č. 121/2000 Sb., o práve autorskom, o právach súvisiacich s právom autorským a o zmene niektorých zákonov (autorský zákon), v znení neskorších predpisov, vrátane možných trestnoprávných dôsledkov vyplývajúcich z ustanovenia časti druhej, hlavy VI. diel 4 Trestného zákoníka Českej republiky č. 40/2009 Sb.

Brno

.....

podpis autorky

POĎAKOVANIE

Rada by som poďakovala vedúcej mojej diplomovej práce pani doc. Ing. Lucii Hudcovej, Ph.D. za odborné vedenie, motiváciu, podnetné návrhy k práci, trpezlivosť a povzbudivé slová.

Brno

.....

podpis autorky

Obsah

Úvod	11
1 Optické spoje	12
1.1 Laser	13
1.2 Optický zväzok	14
1.3 Súčasné aplikácie optických bezdrôtových spojov	16
2 Atmosféra	18
2.1 Popis atmosférického prenosového prostredia	18
2.2 Reynoldsova teória turbulencií	20
2.3 Kolmogorovova teória turbulencií	21
2.4 Index lomu optického prostredia	22
2.5 Rytovova variancia	24
2.6 Andrewsova metóda	25
3 Interferometria	26
3.1 Stupeň koherencie	26
3.2 Konštrukcia interferometra	27
3.2.1 Zrkadlá	28
3.2.2 Deliče zväzku	28
3.2.3 Hranoly	29
3.2.4 Fotodetektory	29
3.3 Druhy interferometrov	30
3.3.1 Fabryho-Pérotov interferometer	30
3.3.2 Machov-Zehnderov interferometer	30
3.3.3 Michelsonov interferometer	31
4 Experiment	33
4.1 Použité zariadenia a SW	34
4.2 Určenie miery turbulencie meraním teplôt	35
4.2.1 Postup merania	35
4.2.2 Výpočet C_n^2	35
4.2.3 Popis charakteristických rozdelení pravdepodobnosti	43
4.3 Určenie miery turbulencie lokálneho zdroja pomocou optického výkonu	45
4.3.1 Postup merania	45
4.3.2 Priemerovací faktor	46
4.3.3 Výpočet C_n^2	47

4.3.4	Určenie miery turbulencie meraním optickej intenzity CCD kamerou	49
4.4	Určenie miery turbulencie z fluktuácií v polohe interferenčného maxima	51
4.4.1	Postup merania	51
4.5	Pozorovanie fluktuácií výkonového interferenčného súčtu detekovane- ného CCD kamerou v čase	56
4.5.1	Výkonová nestabilita lasera	56
4.5.2	Vizualizácia turbulencií v interferenčnom obraze	59
5	Výsledky práce	64
6	Záver	67
	Literatúra	69
	Zoznam symbolov, veličín a skratiek	74

Zoznam obrázkov

1.1	Predpoveď mesačne preneseného množstva mobilných dát	12
1.2	Delenie optiky	15
1.3	Rayleighho dĺžka	15
2.1	Frekvenčná závislosť priepustnosti atmosféry	19
2.2	Laminárne a turbulentné prúdenie	20
2.3	Kaskádny prenos energie	21
2.4	Frekvenčná závislosť indexu lomu vzduchu	23
3.1	Interferencia vĺn s rôznym stupňom koherencie	27
3.2	Fabryho-Pérotov interferometer	30
3.3	Machov-Zehnderov interferometer	31
3.4	Michelsonov interferometer	32
4.1	Meracie pracovisko	33
4.2	Rozmery pracoviska	34
4.3	Meracie body (meranie teplôt v turbulentnej komore)	36
4.4	Časové priebehy teplôt v jednotlivých meracích bodoch – bez turbulencií	36
4.5	Časové priebehy teplôt v jednotlivých meracích bodoch – s turbulen- ciami	37
4.6	Rozloženie C_n^2 vnútri turbulentnej komory	37
4.7	Histogramy nameraných teplôt bez turbulencie	39
4.8	Histogramy nameraných teplôt s turbulenciou	39
4.9	Histogramy nameraných teplôt v meracom bode A	40
4.10	Histogramy nameraných teplôt v meracom bode B	40
4.11	Histogramy nameraných teplôt v meracom bode C	41
4.12	Histogramy nameraných teplôt v meracom bode D	41
4.13	Histogramy nameraných teplôt v meracom bode E	42
4.14	Histogramy nameraných teplôt v meracom bode F	42
4.15	Histogramy nameraných teplôt v meracom bode G	43
4.16	Umiestnenie lokálneho zdroja turbulencií pri meraní optického výkonu	46
4.17	Závislosť činiteľa priemerovania apertúry od veľkosti prijímacej apertúry	48
4.18	Závislosť C_n^2 od veľkosti prijímacej apertúry	49
4.19	Časový záznam optickej intenzity (CCD kamera)	51
4.20	Znázornenie pohybu interferenčného maxima bez turbulencie	52
4.21	Znázornenie pohybu interferenčného maxima s turbulenciou	52
4.22	Priamky lin. regresie pre putovanie maxima	53
4.23	Histogramy fluktuácií súradníc interf. maxima bez turbulencie (X,Y)	54
4.24	Histogramy fluktuácií súradníc interf. maxima v turbulencii (X,Y) . .	55
4.25	Histogramy – súradnica X v turbulencii aj bez nej	55

4.26	Histogramy – súradnica Y v turbulencii aj bez nej	56
4.27	Fluktuácie interf. výkonového súčtu v čase získané CCDkamerou . . .	57
4.28	Fluktuácie optického výkonu v čase získané detektorom Vega	58
4.29	Fluktuácie optického výkonu v čase získané detektorom Vega detail .	58
4.30	Časový rozvoj optického výkonu (bez turbulencií)	60
4.31	Časový rozvoj optického výkonu (pás)	60
4.32	Časový rozvoj optického výkonu (sviečka)	61
4.33	Časový rozvoj interferenčného obrazca (bez turbulencie)	62
4.34	Časový rozvoj interferenčného obrazca (pás)	62
4.35	Časový rozvoj interferenčného obrazca (sviečka)	63
5.1	Priamky lin. regresie pre putovanie maxima	66

Zoznam tabuliek

2.1	Klasifikácia turbulencií	24
4.1	C_n^2 – výsledky merania (teplota)	37
4.2	Výsledky merania (teplota)	45
4.3	C_n^2 – výsledky merania (optická intenzita)	48
4.4	C_n^2 – výsledky merania (optická intenzita CCD)	50
4.5	Rozptyl polôh v smere X a Y	53
5.1	C_n^2 – výsledky merania (teplota)	64
5.2	C_n^2 – výsledky merania (optická intenzita)	65
5.3	C_n^2 – výsledky merania (optická intenzita CCD) zhrnutie	65

Úvod

Táto diplomová práca sa zaoberá problémom zhoršenia vlastností optického zväzku u bezdrôtových optických spojov vplyvom atmosférických turbulencií. Nové terabitové komunikačné systémy využívajú fázové kľúčovanie (PSK – Phase Shift Keying) pre kódovanie prenášanej informácie. Sú to tzv. koherentné komunikačné systémy. Preto aj malé výkyvy vo fáze môžu mať fatálny dopad na spoľahlivosť a presnosť systému. Pre eliminovanie týchto turbulentných mechanizmov je potrebné ich najskôr pochopiť a vedieť ich správne kvantifikovať.

Táto práca je motivovaná predovšetkým nedostatkom vyhodnocovacích metód pre vplyv atmosférických turbulencií na optický signál. Prichádza s novým prístupom k štatistickému vyhodnocovaniu rušivých javov v atmosférickom prenosovom prostredí. Sleduje vplyv atmosférickej turbulencie na interferenčný obrazec. Miera turbulencie je popísaná pomocou štruktúrneho parametra indexu lomu C_n^2 . Okrem toho je popísaný vplyv turbulencií na rozptyl v polohe interferenčného maxima na ploche detektora. Pozornosť je venovaná dvom druhom detektorov optickej intenzity - integrálny snímač optického výkonu a maticový CCD detektor. V texte sú popísané aj niektoré technické problémy, s ktorými treba rátať pri práci s daným typom lasera a detektorov.

Práca je rozdelená do piatich kapitol. Prvá kapitola je úvodom do problematiky optických bezdrôtových spojov. Popisuje súčasné aplikácie a výhody optických spojov oproti rádiovým a mikrovlnným.

Druhá kapitola je venovaná predovšetkým atmosfére ako prenosovému médiu a nestacionárnemu prostrediu. Je zároveň rešeršou známych metód určovania miery turbulencií. Obsahuje tiež matematický popis týchto metód.

Tretia kapitola pojednáva o interferometrii, popisuje fyzikálny jav interferencie a dôležité veličiny s ňou súvisiace. Obsahuje rozbor komponentov potrebných na zostavenie interferometra, uvádza stručný popis najpoužívanejších druhov interferometrov.

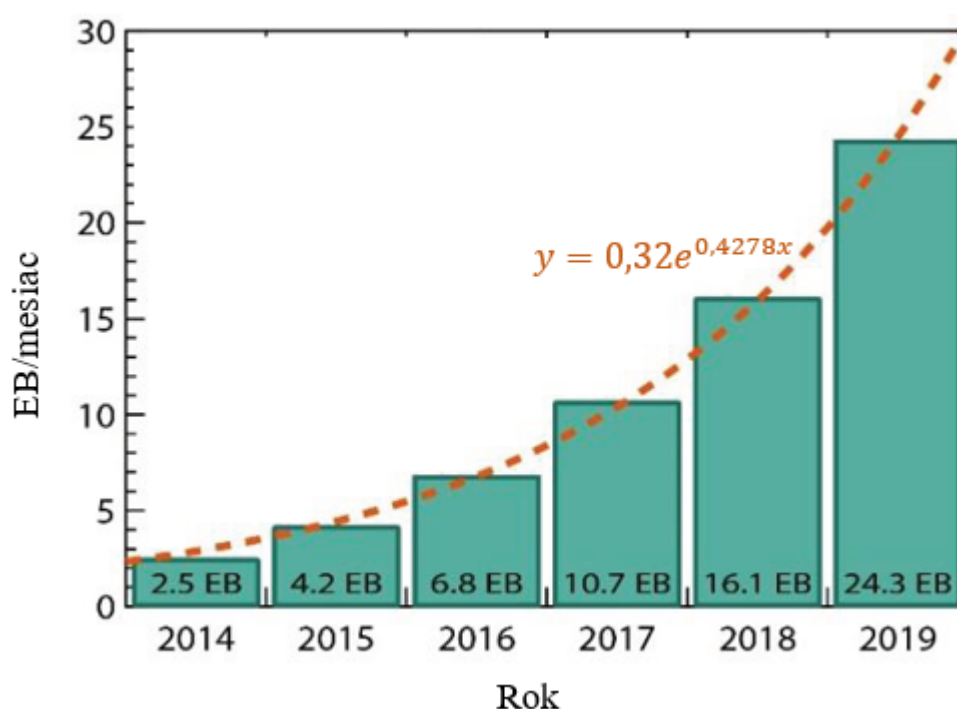
Štvrtá kapitola je venovaná popisu experimentu, v ktorom boli generované slabé turbulencie v laboratórnych podmienkach. Sú v nej uvedené postupy, podmienky a ďalšie detaily pre reprodukovateľnosť meraní. Zároveň obsahuje komentár k pozorovaným javom.

Piata kapitola je zhrnutím dosiahnutých výsledkov.

V závere je uvedený prierez celou prácou so zameraním na námety pre ďalšie pokračovanie a stručné zhodnotenie využiteľnosti tohto výskumu.

1 Optické spoje

Bezdrôtové rádiové frekvencie technológie sú v súčasnosti veľmi limitované pracovnou frekvenciou. Spektrum rádiových frekvencií (RF), ktoré neobsahujú služby, sa vyčerpáva a nové generácie bezdrôtových systémov čelia zásadnému problému pri výbere pracovnej frekvencie. Zefektívňovanie vyžívanie frekvencií je zakaždým obtiažnejšie a nepredpokladá sa, že množstvo prenášaných informácií sa ustáli na určitej hodnote, naopak, očakáva sa neustály rast [1]. Predpovede spoločnosti Cisco tvrdia, že priemerné množstvo (mobilných) dát prenesených v roku 2019 bude 24 EB/mesiac, čo je približne 10 krát viac ako v roku 2014. Udržanie tohto trendu by mali zabezpečiť systémy piatej generácie (5G) [1].



Obr. 1.1: Predpoveď mesačne preneseného množstva mobilných dát [1]

Je nevyhnutné rozšíriť dostupné frekvenčné pásmo, čo je jedným z dôvodov pre zintenzívnenie vývoja optických bezdrôtových spojov. Optické káblové vedenia sú v dnešnej dobe využívané najmä ako jadro mnohých komunikačných systémov (napríklad základňové stanice u LTE 4G (Long Term Evolution) systémov). Podobnú funkciu budú plniť aj u systémov 5. generácie. No kabeláž predstavuje nepohodlnú, nepraktickú a najmä nákladnú stránku optických systémov. Ich inštalácia je obrovským zásahom do životného prostredia a údržba a servis sú príliš nákladné. Riešenie predstavujú bezdrôtové optické systémy, ktoré pracujú v celosvetovo nelicencovanom pásme (>300 GHz), takže pre ich prevádzku nie je potrebné povolenie ČTÚ (Český

telekomunikačný úrad) [1]. Ďalšou významnou výhodou optického spektra je to, že ponúka výrazne väčšie šírky pásiem (napr. medzi vlnovými dĺžkami $1,3 - 1,6 \mu\text{m}$ leží pásmo široké $42,5 \text{ Thz}$, aj keď toto pásmo sa nedá využiť celé kvôli selektívnej priepustnosti atmosféry, ako je uvedené ďalej na obr. 2.1). Veľká šírka pásma je jedným z faktorov pre dosiahnutie čo najväčšej kapacity prenosového kanálu podľa Shannon - Hartleyho teorému [2].

1.1 Laser

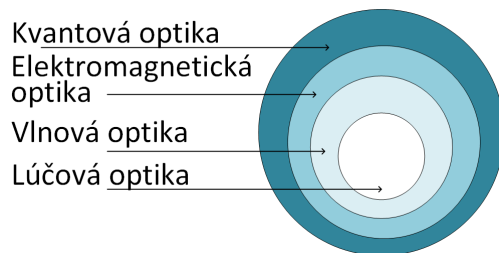
Na počiatku vynájdenia sa o laseri hovorilo ako o “riešení, ktoré zatiaľ hľadá svoj problém” [3]. Kľúčovou technológiou pre využitie lasera sa napokon stali optické komunikačné systémy. Teória laserov vychádza z objasnenia javu stimulovanej emisie, ktorú ako prvý predložil Einstein už v roku 1917 [3]. Realizácie sa dočkal až v roku 1960 (T. H. Maiman), kedy bol prvýkrát skonštruovaný pevnolátkový laser ($\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}_3^+$) [3]. Jeho predchodcom bol plynový MASER (vyžarujúci mikrovlnné žiarenie). Predpokladalo sa, že LASER doplní RF pásmo v atmosférických komunikačných a radarových aplikáciách. Všetky oblasti, ktoré využívajú laserové žiarenie musia vo všeobecnosti počítať s efektmi súvisiacimi s šírením tohto žiarenie skrz nestále, náhodne premenlivé médium. Laser sa skladá z troch základných častí: rezonátor, aktívna látka a zdroj energie [3], [4]. Bezdrôtové komunikačné technológie vo voľnom prostredí využívajú prevažne rádiové a mikrovlnné frekvencie vďaka schopnosti prechádzať atmosférou bez výraznejšieho útlmu. Stále dokážu relatívne efektívne využívať prenosové prostredie pre šírenie signálov aj napriek neustále rastúcemu dopytu po rýchlejšom a kvalitnejšom zvuku, videu a dátach. Avšak odolávať vyššie spomenutému problému s obmedzeným frekvenčným pásmom už čoskoro nebudú schopné. V laserovej komunikácii leží ťažisko vývoja vysokorýchlostných a vysokokapacitných prenosových systémov. Priepustnosť komunikačných systémov je veľmi dôležitým parametrom. Dá sa ovplyvniť rôznymi multiplexovými technikami (WDM, TDM), napriek tomu aj tu narážame na problém – zvýšenie bitovej rýchlosti nad desiatky Gb/s je náročné kvôli limitovanej rýchlosti elektroniky (vysokorýchlostné tranzistory, integrované obvody a pod.), ktorá zabezpečuje spracovanie signálu (multiplexing/demultiplexing) [5]. Možnosť prelomenia limitu sa naskytá v optickom TDM, kde všetky potrebné funkcie pre spracovanie signálu prebiehajú na optickej úrovni a predstavujú tak alternatívnu rýdzo optickú fyzickú vrstvu komunikačného modelu [5]. Okrem iného, RF a mikrovlnné systémy preukazujú neprekonateľné nedostatky pri prenosoch na extrémne dlhé vzdialenosti. Pod významné napredovanie sa podpísal najmä vojenský a vesmírny výskum. V roku 1977 sa ESA (European Space Agency) začala prvýkrát zaoberať laserovým prenosom medzi satelitmi vo vesmíre [4]. Odvtedy sa optické systémy začali rapídne vyvíjať. Avšak až

v roku 2001 bolo toto medzisatelitné komunikačné spojenie fyzicky vytvorené. O 10 rokov neskôr NASA odštartovala projekt LCRD (Laser Communications Relay Demonstration) [4]. V princípe ide o vesmírny terminál poskytujúci komunikáciu na EHF (Extremely High Frequency) pásme pre budúce vesmírne misie. Prvé použitie bezdrôtových optických spojov v atmosférickom prostredí sa odohralo v 90. rokoch 20. storočia [4]. Avšak verejne dostupnou sa táto technológia stala až v posledných rokoch vďaka moderným výrobným technológiám, ktoré výrazne znížili jej cenu. Systém využívajúci optické frekvencie si vyžaduje satelit s prijímačom aj vysielateľom zdieľajúcim optickú anténu, mechanizmus pre riadenie optického zväzku a palubný laser. Okrem týchto prvkov je nevyhnutný delič zväzku na prijímačom konci, ktorý odvádza polovicu zväzku do optického detektora pre demoduláciu a dekódovanie, kým druhá polovica sa využíva na prispôbenie antény, aby prijímala centrovaný laserový zväzok. Rovnaký systém sa musí nachádzať na pozemnej stanici [4]. Okrem laserov sú významným zdrojom optického žiarenia laserové diódy, ktoré sa často využívajú v systémoch optických komunikácií. Sú to polovodičové súčiastky, ktoré vďaka svojmu PN prechodu vyžarujú EM žiarenie s užšou spektrálnou čiarou a väčšou koherenciou v porovnaní s obyčajnými LED. Najkoherentnejším známym zdrojom je laser [6].

1.2 Optický zväzok

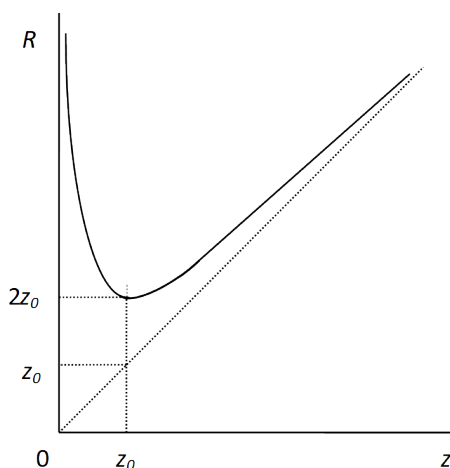
Pre popis optického žiarenia sa používajú štyri hlavné perspektívy. Najjednoduchšou je lúčová optika, ktorá popisuje svetlo ako zväzok priamočiary sa šíriacich lúčov. Lúče prechádzajú prostrediami s rôznymi optickými vlastnosťami a na ich rozhraniach sa správajú podľa určitých geometrických pravidiel. Pomocou lúčovej optiky boli definované zákony odrazu a lomu svetla [7]. Vlnová teória svetla popisuje svetlo ako vlnu šíriacu sa prostredím, a to rovinnú alebo sférickú. Pomocou tejto teórie bol popísaný jav difrakcie a interferencie [6]. Elektromagnetická teória popisuje svetlo ako dve vektorové polia (elektrické a magnetické), ktoré sú na seba kolmé, pomocou Maxwellových rovníc. Pomocou tejto teórie sa dá vysvetliť jav polarizácie, disperzie a absorpcie [6]. Najvšeobecnejší pohľad na svetelný zväzok ponúka kvantová optika, ktorá hovorí o tom, že svetlo sa vyžaruje v malých dávkach a interaguje s hmotou. Popisuje napríklad fotoelektrický jav a Comptonov jav [6].

Optické žiarenie v priestore nadobúda rôzne formy. Pozorujeme ho ako rovinnú vlnu, ktorá sa skladá z rovnobežných lúčov, sférickú vlnu, ktorá sa šíri z jedného bodu ako divergentný zväzok [6]. Vo väčšine laserových aplikácií je dôležité, aby sa optické vlny šírili v úzkom zväzku. Lúče, ktorých normály vlnoploch zvierajú s osou zväzku relatívne malý uhol, sa nazývajú paraxiálne [3]. Významným riešením vlnovej rovnice je vlna nazývaná gaussovský zväzok. Je špecifický tým, že má v ktorejkoľvek



Obr. 1.2: Delenie optiky [7]

priečnej roviny rozloženie optickej intenzity dané kruhovo symetrickou gaussovskou funkciou s maximom na I_0 na osi zväzku. Hranicou tohto zväzku je miesto, kde intenzita v priečnom smere poklesne na hodnotu I_0/e^2 . Vzdialenosť hranice zväzku od osi zväzku sa nazýva pološírka zväzku a označuje sa w_0 [6]. Vlnoplochy gaussovského zväzku sú v blízkosti počiatku takmer rovinné. Ich polomer krivosti sa blíži nekonečnu ($R \rightarrow \infty$). So zvyšujúcou sa vzdialenosťou od počiatku sa vlnoplochy zakrivujú ($R = R(z)$). Vlnoplocha je najviac zakrivená v mieste na osi zväzku, ktoré sa nazýva Rayleighova vzdialenosť (tiež známa ako hranica blízkej a vzdialenej zóny žiarenia). Označuje sa z_0 . Polomer krivosti v tomto bode nadobúda hodnotu $R(z_0) = 2z_0$. Pre ešte väčšie vzdialenosti od počiatku sa polomer krivosti opäť pomaly zväčšuje. Pre $z \rightarrow z_0$ sa vlnoplochy začnú podobáť na vlnoplochy sférickej vlny, ktorej zdroj by bol umiestnený v počiatku tohto zväzku. Pre z blížiac sa k nekonečnu sa aj polomer krivosti blíži k nekonečnu. Grafické znázornenie je na obrázku 1.3 [3], [6].



Obr. 1.3: Závislosť polomeru krivosti na vzdialenosti od zdroja z_0 – Rayleighova vzdialenosť [3]

1.3 Súčasné aplikácie optických bezdrôtových spojov

V súčasnosti sa optické bezdrôtové spoje využívajú najmä v miestach a situáciách, kedy je využitie káblových spojov z nejakého dôvodu nemožné alebo náročné. Ich najväčšími výhodami sú bezpečnosť (najmä vojenské účely), vysoká bitová rýchlosť (až 1 Tb/s v prípade plne fotonických systémov – FPL), bezlicencované frekvenčné pásmo, malé rozmery a jednoduchá inštalácia terminálov [8].

Komunikácia v rámci podnikového areálu/univerzitného kampusu – optické bezdrôtové spoje zaisťujú vysokorýchlostné pripojenie budov v rámci takehto areálu bez nutnosti inštalácie optických vlákien. Vysoké nároky na prenosové siete sú kladené kvôli rôznorodosti dátového prenosu (hlas, dáta, multimédia) [9].

Bezpečnostné kamerové systémy – prenos videa bezdrôtovou optickou sieťou sa využíva najmä vo verejných priestoroch a vojenských aplikáciách vďaka jednoduchej realizácii. Problémom však býva nedostatočná priepustnosť systému pre video prenosy, čo však ponúka oblasť pre intenzívny vývoj systémov na prenos signálov s vysokým rozlíšením [9].

Prepojenie jadrových častí bunkových systémov mobilných komunikácií – bezdrôtové optické spoje umožňujú väčšiu priepustnosť pre mobilné služby náročné na šírku pásma [9].

Problém poslednej míle – týmto pomenovaním sa v komunikácii označuje posledný úsek komunikačného reťazca medzi poskytovateľom služby a koncovým užívateľom (označovaný aj ako infraštruktúra na susedskej úrovni – „the infrastructure at the neighborhood level“). Technológie poslednej míle predstavujú výzvu v redukovani nákladov poskytovateľa vysokorýchlostných služieb pri distribúcií spojenia u jednotlivých užívateľov vo vzdialenejších oblastiach [11].

Obnova komunikácie po katastrofe – hrozba prírodných katastrof, teroristických útokov a iných núdzových situácií si vyžaduje flexibilné a inovatívne možnosti komunikácie. V prípade zničenia alebo poškodenia miestnej infraštruktúry môžu byť dočasné bezdrôtové optické spoje rozmiestnené v priebehu pár hodín (teroristické útoky z 11. septembra 2001, WTC – New York) [9].

Bezpečnosť – systémy kvantovej kryptografie zvyčajne využívajú optické vlákna, avšak aj bezdrôtová alternatíva je dostačujúca v prípadoch, kedy je použitie optických vlákien príliš nákladné, až nemožné [9].

Živé vysielanie – pri vysielaní televíznych prenosov živých udalostí (športové stretnutia, oficiálne slávnosti, reportáže z odľahlých a vojnových oblastí) sa signál vysiela z kamery do vysielačieho vozidla, ktoré býva pripojené do štúdia pomocou satelitného spoja. Obraz vo vysokej kvalite môže byť prenášaný medzi kamerou a vysielačím vozidlom práve pomocou bezdrôtového optického spojenia [9].

Mnohé komerčné spoločnosti, ako napríklad SpaceX, Facebook a Google sa usi-

lujú o intenzívne využitie optických technológií pre svoje služby – najmä pri medzi-satelitnom spojení alebo tzv. high altitude platform station (HAPS – High Altitude Platform Station – mobilné stanice vo vysokých nadmorských výškach) [12].

Uplatnenie systémov HAPS sa dá nájsť najmä v poskytovaní internetu v rozvojových zemiach a vo vidieckych oblastiach bez bežného internetového pokrytia. V roku 2015 Facebook predstavil projekt Aquila [12]. Šlo o obrie drony (veľkosti porovnateľnej s Boeing 737), ktorých úlohou bolo zabezpečiť bezdrôtové internetové pripojenie v oblastiach bez bežnej mobilnej aj pevnej siete. Drony by sa pohybovali vo výške cca 20 km, čo je výrazne nad bežnými letovými dráhami a ich vzájomná komunikácia by sa odohrávala na laserovej linke, komunikácia medzi dronom a koncovým užívateľom na RF. Avšak po troch rokoch bol vývoj v júni 2018 zastavený [12].

Je evidentné, že optické bezdrôtové spoje poskytujú vynikajúcu flexibilitu a mobilitu, oveľa vyššie dátové rýchlosti než RF a najmä nový dostupný zdroj voľných frekvencií. Ďalšou významnou výhodou, ktorá vyplýva z úzkej smerovosti, je výrazne nižšia interferencia s okolitými signálmi. Ich najväčšou a doposiaľ neprekonanou nevýhodou je ich závislosť na poveternostných podmienkach a priamej viditeľnosti medzi vysielacom a prijímačom. Dnešné gigabitové optické systémy pracujú s vysokou prenosovou rýchlosťou (~ 10 Gb/s), nízkou chybovosťou ($BER \sim 10^{-9}$) a dostupnosťou až 99,9999 %. Avšak zabezpečenie týchto parametrov v reálnom prostredí je náročné a vyžaduje si mnoho inžinierskej práce [4]. Optický výkon z vysielача je pred dosiahnutím prijímača ovplyvňovaný viacerými faktormi prenosového reťazca. Sú to napríklad systémové a geometrické straty, útlm v atmosfére, šum okolia a v neposlednom rade útlm spôsobený atmosférickou turbulenciou. Systémové straty sú závislé na výrobných parametroch a zvyknú byť definované výrobcom. Ostatné druhy strát preberieme detailnejšie v ďalšej kapitole. Ideálne podmienky pre vytváranie optických bezdrôtových spojov sú v oblastiach s minimálnym množstvom náhlych zmien v atmosfére. Turbulencie nepriaznivo ovplyvňujú spoľahlivosť a kvalitu spoja. Dochádza ku krátkodobým aj dlhodobým výpadkom signálu, útlmu. Čiastočným riešením tohto problému je hybridizácia komunikačných systémov (optical & wireless convergence, FSO/RF (Free Space Optics Radio Frequency) (Extremely High Frequency), HetNet (Heterogeneous network) [13]. FSO/RF sú systémy, ktoré v stave priaznivého počasia pracujú na optickej linke a počas výpadku na záložnom RF spoji. V súčasnosti ich maximálne prenosové rýchlosti (plne optické) dosahujú 1,72 Tb/s na 10,45 km trase [13]. U rýdzo optických systémov je nemožné vyhnúť sa vplyvu atmosférických turbulencií úplne. Preto je potrebné tento vplyv efektívne kvantifikovať a následne korigovať [10]. Práve to si dáva za úlohu táto diplomová práca.

2 Atmosféra

Atmosféra je všeobecne nehomogénna a nestacionárna ak uvažíme javy, ktoré v nej existujú. Náhodný charakter vplyvov pôsobiacich na optický signál v atmosférickom prostredí je daný aktuálnymi poveternostnými podmienkami. Atmosféra je nelineárnym dynamickým systémom [15]. Vykazuje chaos, ktorý sa zdá byť náhodný, avšak model tohto systému je deterministický v zmysle, že neobsahuje žiadne náhodné parametre. Pri popisovaní tohto prostredia sa využívajú zjednodušené matematické modely [14].

2.1 Popis atmosférického prenosového prostredia

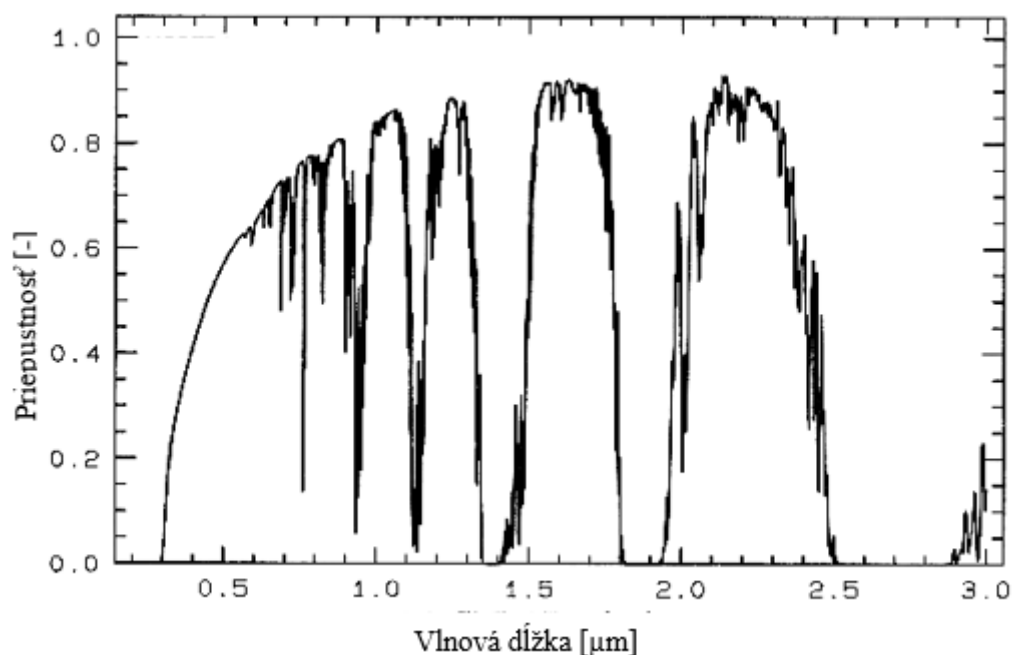
Index lomu atmosférického vzduchu sa mení s polohou aj s časom. Optická bezdrôtová komunikácia sa odohráva prevažne v troposfére (~ 10 km nad zemským povrchom) [15]. V tejto oblasti dochádza ku kondenzácii vodných pár, vytváraniu hmly, oblakov, zrážok – dažďových aj snežných, vznikajú tu búrky a veterné víry.

V atmosfére dochádza k absorpcii energie optického zväzku jednotlivými zložkami vzduchu, vodnými parami alebo čiastočkami aerosolov. Taktiež môže dôjsť k rozptylu svetla na časticách vzduchu [16]. Rayleighovo rozptýlenie je jav, pri ktorom dochádza k rozptýleniu slnečného žiarenia na časticách vzduchu a vodných pár, ktoré sú rozmermi menšie než vlnová dĺžka žiarenia. Vďaka Rayleighovmu rozptylu vnímate farbu oblohy prevažne modrú. Je to kvôli tomu, že intenzita rozptýleného svetla je nepriamo úmerná vlnovej dĺžke žiarenia (modrá \rightarrow 420-480 nm, červená \rightarrow 620-680 nm) [16]. Všetky tieto javy môžu negatívne vplývať na laserové žiarenie a tiež spôsobujú, že úroveň priepustnosti atmosféry je frekvenčne závislá. Táto závislosť je vyjadrená Beerovým-Lambertovým zákonom. Jeho fyzikálne vyjadrenie je nasledujúce:

$$\tau(\lambda, L) = \frac{I(\lambda, L)}{I(\lambda, 0)} = e^{-(\beta_{abs}(\lambda) + \beta_{rozptyl}(\lambda)) \cdot L}, \quad (2.1)$$

kde $I(\lambda, 0)$ vyjadruje optickú intenzitu v začiatočnom bode merania, $I(\lambda, L)$ vyjadruje optickú intenzitu v koncovom bode merania a $\beta_{abs}(\lambda)$ a $\beta_{rozptyl}(\lambda)$ vyjadrujú čiastkové útlmy spôsobené absorpciou a rozptylom na molekulách atmosféry a aerosoloch [17].

Turbulencia je nelineárny stochastický jav spôsobený rýchlou zmenou teplôt na rozhraní zemského povrchu a atmosféry. Vplyvom mechanického pôsobenia vzduchu dochádza k náhodným zmenám teploty a tlaku vzduchu v určitej oblasti. Slnečná energia, ktorá dopadá zo Slnka k Zemi, klesá so zväčšujúcou sa vzdialenosťou. Existuje fiktívny okraj zemskej atmosféry, kde dopadá konštantné množstvo slnečnej



Obr. 2.1: Frekvenčná závislosť priepustnosti atmosféry pre viditeľné až blízke IR žiarenie (leto, zenitový uhol 20°) [18]

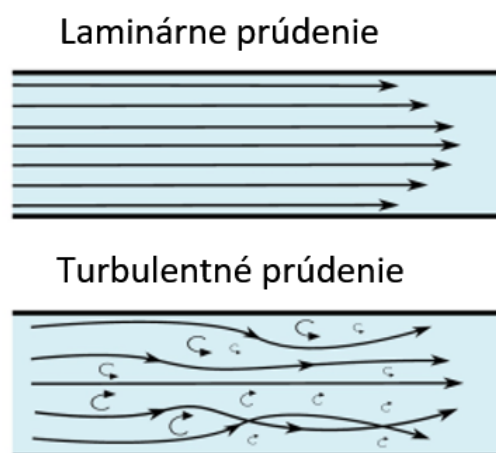
energie - solárna konštanta (1373 W/m^2) [15]. Ako táto energia prestupuje hlbšie hustejšou atmosférou, je pohlcovaná a rozptýlená v závislosti od uhla dopadu na molekulu (častočku). Na zemský povrch dopadá nerovnomerne rozložená energia a spôsobí nerovnomerné zahrievanie povrchu Zeme. Vďaka tomu sa index lomu atmosférického prenosového prostredia tiež stáva náhodnou funkciou priestoru a času [15]. Masy vzduchu s rozdielnymi teplotami a indexom lomu sa o seba trú a postupne trhajú na menšie (turbulentné víry). Víry sa v atmosfére vyskytujú v tzv. turbulentných celách s vnútorným priemerom l_0 a vonkajším priemerom L_0 (obr. 2.3). Väčšie víry sa rozpadávajú rýchlejšie a majú charakter mechanického pohybu. Doba rozpadu malých vírov je kratšia a väčšiu úlohu v nich zohráva teplota. Vo výsledku dochádza k redistribúcii indexu lomu v čase a priestore [15]. Keď laserový zväzok prechádza takýmto prostredím, je nutné počítať s jeho energetickými a tvarovými zmenami. Dochádza k rozšíreniu alebo odkloneniu zväzku a tým aj k výkonovým odchýlkam na strane prijímača optického signálu.

V tejto práci sa budeme zaoberať iba slabými výkyvmi vlastností optického zväzku [15], [6]. Kvôli matematickému zjednodušeniu je často nevyhnutné zvoliť štatistický prístup. Dva najdôležitejšie parametre štatistiky popisujúce kvalitu prenosu optického signálu vo voľnom prostredí sú koeficient extinkcie (zoslabenia) α [dB/km] a index lomu daného prostredia n [-] [6]. Ako bolo spomenuté, tieto veličiny sú zá-

vislé na pozícii a čase a navyše aj na vlnovej dĺžke signálu (hovoríme o spektrálnej závislosti atmosféry) [18].

2.2 Reynoldsova teória turbulencií

Atmosféra je tekutina s určitou viskozitou. Rozlišujeme v nej dva základné druhy pohybov — laminárny a turbulentný. Rýchlostná charakteristika laminárneho prúdenia je uniformná, prípadne dochádza k pravidelným, rovnomerným zmenám. Pri turbulentnom prúdení to neplatí. Dochádza k vzniku vírov a kríženiu dielčích prúdov.



Obr. 2.2: Laminárne a turbulentné prúdenie [20]

Staršie štúdie turbulencií pochádzajú od sira Georga Stokesa, Arnolda Sommerfelda a Osborna Reynoldsa [16]. Reynoldsovo číslo označuje bezrozmernú veličinu, pomocou ktorej sa dá určiť hranica medzi laminárnym a turbulentným prúdením (kritické Re). Typické hodnoty sú [19]:

- Laminárne prúdenie – $Re < 2300$
- Prechodné prúdenie – $2300 < Re < 4000$
- Turbulentné prúdenie – $4000 < Re$

$$Re = \frac{V \cdot l}{\nu}, \quad (2.2)$$

kde V je rýchlosť prúdenia [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$], l je pričný rozmer prúdu (priemer) [m] a ν je kinematická viskozita [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$] [21]. Po dosiahnutí kritickej hodnoty Re sa daný pohyb považuje za turbulentný. Napríklad v blízkosti zemského povrchu ($l = 2 \text{ m}$) pri rýchlosti vetra $1 \text{ až } 5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ a viskozite $\nu \sim 0,15 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ má Reynoldsovo číslo hodnotu rádovo 10^5 . Takéto prúdenie považujeme za silne turbulentné [21].

2.3 Kolmogorovova teória turbulencií

Andrej Nikolajevič Kolmogorov bol sovietsky matematik a zakladateľ modernej teórie pravdepodobnosti a zložitosti algoritmov [22]. Okrem iného rozvinul štatistickú teóriu turbulencií (40. roky 20. stor.). Pre dostatočne veľké Re sa predpokladá, že turbulentné štruktúry na nízkej úrovni (mikroštruktúry – mikrocely) sú štatisticky homogénne, izotropné a nezávislé na turbulentných makroštruktúrach (makrocelách) a že ich pohyb závisí iba od kinematickej viskozity danej látky a priemernej miery disipácie ε [$\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-3}$] na jednotku hmoty [21]. Pre lepší popis dynamiky štruktúr atmosférických turbulencií sa využíva nástroj zvaný energetická kaskádna teória. Zdrojom energie makrociel je vietor alebo konvekcia (prúdenie vplyvom tepla). Rýchlosť vetra sa zvyšuje kým je dosiahnutá kritická hodnota Re . V tom momente sa začnú vytvárať lokálne nestabilné masy vzduchu (víry), ktoré sú nezávislé na pôvodnom prúdení. Vplyvom zotrvačnosti sa väčšie víry rozbiehajú na menšie a ešte menšie až kým nie je Re tak malé, že pohyb prúdov sa stabilizuje a začnú sa prejavovať viskózne disipatívne straty. Týmto spôsobom – tzv. energetickou kaskádou (viď obr. 2.3) sa prenáša energia z makroskopických (L_0 – vonkajší rozmer turbulencie) na mikroskopické turbulentné cely (l_0 – vnútorný rozmer turbulencie). Na najnižšej úrovni víry zanikajú a zvyšková kinetická energia sa premení na teplo [21].



Obr. 2.3: Kaskádny prenos energie z makro na mikrocely [21]

V povrchových vrstvách atmosféry rozmer turbulentnej cely L_0 rastie približne lineárne s rádom nadmorskej výšky [21]. Víry o rozmeroch menších ako L_0 považoval Kolmogorov za štatisticky homogénne a izotropné, kým víry väčšie ako L_0 sú vo všeobecnosti anizotropné a nedajú sa presne definovať [21]. Ak sa v tejto škále posúvame nadol, energia rozptýlená viskóznymi silami sa zväčšuje, až kým nie je porovnateľná s hodnotou kinetickej energie pôvodného prúdu. Vtedy dosahuje Re rádovo jednotky

a veľkosť príslušného víru určuje veľkosť vnútorného rozmeru turbulencie (typicky 1-10 mm v blízkosti zeme, 1-100 cm v troposfére a stratosfére) [21].

Využitím priestorovej analýzy Kolmogorov odvodil, že štruktúrna funkcia rýchlosti vetra D_{RR} je rovná [21]:

$$D_{RR} = C_V^2 \cdot R^{\frac{2}{3}}, \quad l_0 \ll R \ll L_0, \quad (2.3)$$

kde C_V^2 — rýchlostná štruktúrna konštanta, je mierou celkového množstva energie v turbulencii. Je daná celkovými disipatívnymi stratami ε [21]:

$$C_V^2 = 2 \cdot \varepsilon^{\frac{2}{3}}. \quad (2.4)$$

Pretože turbulentné cely o rozmeroch väčších ako L_0 sú anizotropné, nedá sa odvodiť všeobecná predikcia pre $R > L_0$ avšak pre $R \ll l_0$ platí:

$$D_{RR} = C_V^2 \cdot l_0^{-\frac{4}{3}} \cdot R^2, \quad R \ll l_0. \quad (2.5)$$

Rovnako Kolmogorov odvodil štruktúrnú funkciu aj pre izotropné teplotné fluktuácie:

$$D_T(R) = \begin{cases} C_T^2 R^{2/3}, & l_0 \ll R \ll L_0 \\ C_T^2 l_0^{-4/3} R^2, & R \ll l_0 \end{cases}, \quad (2.6)$$

kde C_T^2 je teplotná štruktúrna konštanta a platí pre ňu [21]:

$$C_T^2 = \langle (T_1(A_1, t) - T_2(A_2, t))^2 \rangle, \quad (2.7)$$

kde T_1 a T_2 sú teploty v bodoch A a B v čase t , $|A_1 - A_2| = R$.

2.4 Index lomu optického prostredia

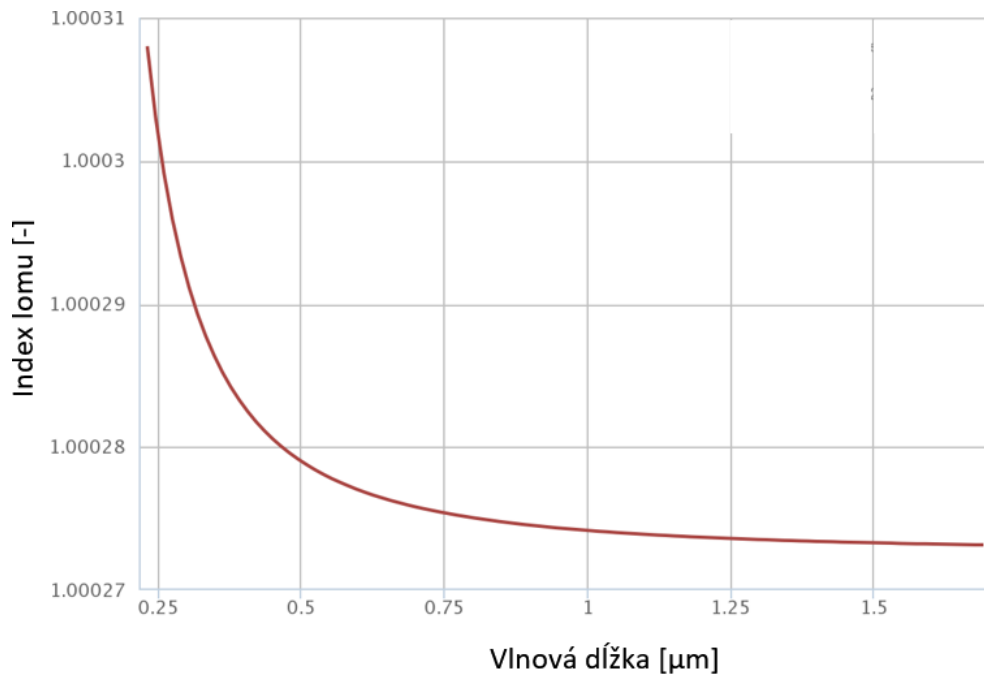
Index lomu je jednou z najdôležitejších veličín pre popis prenosového prostredia. Aj jemné fluktuácie teploty spôsobia zmenu v jeho hodnote. Náhodné odchýlky indexu lomu vplyvom mikroskopických turbulencií sú slabé, pohybujú sa v hodnotách ppm [21]. Avšak pri prechode laserového zväzku skrz veľké množstvo takýchto nehomogenít sa prejaví kumulatívny charakter. Tento fakt je napríklad príčinou toho, že pri pohľade na hviezdnu oblohu sa zdá, akoby žiarenie hviezd menilo svoju intenzitu [21].

Rýchlosť šírenia svetla vo vákuu je $299\,798\,458\,m \cdot s^{-1}$ (často používanou konštantou je zaokrúhlená hodnota $3 \cdot 10^8\,m \cdot s^{-1}$). Viditeľné spektrum sa nachádza v intervale vlnových dĺžok 370-780 nm v rámci elektromagnetického spektra. Optické systémy, ktoré využívajú žiarenie z tohto intervalu označujeme skratkou VLC – Visible Light Communication [23]. Pri prechode svetla látkovým prostredím jeho rýchlosť klesá.

Podiel rýchlosti svetla vo vákuu a v látkovom prostredí sa nazýva index lomu n . Lúčová optika si vystačí s indexom lomu ako konštantou (absolútny index lomu). Avšak pre presnejší popis je táto bezrozmerná veličina komplexnou funkciou frekvencie [6].

$$N(\omega) = n(\omega) + j\kappa(\omega). \quad (2.8)$$

kde $n(\omega)$ je reálna a $\kappa(\omega)$ imaginárna zložka komplexného, frekvenčne závislého indexu lomu.



Obr. 2.4: Frekvenčná závislosť indexu lomu vzduchu [25]

V bode A a v čase t môže byť index lomu vyjadrený ako

$$n(A, t) = n_0 + n_1(A, t), \quad (2.9)$$

kde n_0 je stredná hodnota indexu lomu a $n_1(A, t)$ je náhodná odchýlka od strednej hodnoty (jej stredná hodnota je nulová). Odchýlky súvisia s aktuálnou hodnotou atmosférického tlaku a teploty v danom bode [21].

$$n(R) = 1 + 79 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{P(A)}{T(A)}, \quad (2.10)$$

kde $n(A)$ je normované strednou hodnotou n_0 . P je atmosférický tlak v milibaroch a T je teplota v Kelvinoch. Tento vzťah je platný pre viditeľné spektrum a blízke IR žiarenie. V ďalekom IR spektre je nutné brať do úvahy odchýlky spôsobené vlhkosťou a aerosolmi (interakcia žiarenia s väčšou vlnovou dĺžkou a prenosového prostredia

bola popísaná Theodorom Von Kármánom a Valerianom Tatarskiim [15]). Pretože vlastnosti atmosféry nie sú konštantné, väčší význam má vyjadrovať štatistický charakter indexu lomu. Ten sa dá popísať pomocou štruktúrneho parametru indexu lomu C_n^2 a strednej hodnoty \bar{n} . Vychádzame pri tom z kaskádneho energetického princípu rýchlostných a teplotných turbulencií znázorneného v podkapitole 2.4 [21].

$$D_n(R) = \begin{cases} C_n^2 R^{2/3}, & l_0 \ll R \ll L_0 \\ C_n^2 l_0^{-4/3} R^2, & R \ll l_0 \end{cases}, \quad (2.11)$$

kde $D_n(R)$ je štruktúrna funkcia indexu lomu. Pre štatisticky homogénne a izotropné turbulentné pole je štruktúrny parameter indexu lomu C_n^2 funkciou vzdialenosti (skalár) $R = |A_1 - A_2|$ a vnútorný rozmer turbulentnej cely je nepriamo úmerný disipatívnym stratám ε a priamo úmerný kinematickej viskozite ν . Vo výške 1,5 m nad zemským povrchom je hodnota l_0 typicky v rádoch mm [21].

$$l_0 = 7,4 \cdot \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (2.12)$$

Štruktúrny parameter indexu lomu najčastejšie získavame z časového priebehu úrovne prijatého optického výkonu alebo z hodnôt premenlivej termodynamickkej teploty meranej citlivým teplomerom a atmosférického tlaku v mieste merania. V princípe ide o dve odlišné metódy. Hodnota C_n^2 vyjadruje silu fluktuácií v indexe lomu. V prízemnej vrstve sa pohybuje od 10^{-17} do $10^{-13} \text{ m}^{-2/3}$. Hodnota vyššia ako $10^{-12} \text{ m}^{-2/3}$ je charakteristická pre silné turbulencie. Podrobnejšie rozdelenie je uvedené v tabuľke 2.1 [6], [21].

$C_n^2 [\text{m}^{-2/3}]$	Intenzita turbulencie
10^{-16}	Slabá
10^{-15}	Stredná
10^{-14}	Silná
10^{-13}	Veľmi silná

Tab. 2.1: Klasifikácia turbulencií podľa C_n^2

2.5 Rytovova variancia

Pre kvantifikovanie slabých turbulencií vo voľnom optickom prenosovom prostredí sa využíva tzv. Rytovova variancia. Vychádza z pozorovania fluktuácií optickej intenzity laserového žiarenia. Rytovovu varianciu vypočítame pomocou vzťahu [21]:

$$\sigma_{I,rel}^2 = K \cdot C_n^2 \cdot k^{7/6} \cdot L^{11/6}, \quad (2.13)$$

kde K je parameter charakteristický pre rovinnú vlnu a jeho hodnota je 1,23 [-], C_n^2 je štruktúrny parameter indexu lomu, k je vlnové číslo a L je vzdialenosť medzi vysielačom a prijímačom. Pre slabú fluktuáciu platí podmienka: $\sigma_{I,rel}^2 \ll 1$. Ak $\sigma_{I,rel}^2 \rightarrow 1$, dochádza k saturácii [24]. Relatívnu odchýlku optickej intenzity môžeme určiť aj vzťahom [21], [24]:

$$\sigma_{I,rel}^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}, \quad (2.14)$$

v ktorom I je optická intenzita vlny a $\langle \rangle$ označuje priemernú hodnotu súboru [24], [26].

2.6 Andrewsova metóda

Andrewsova metóda vychádza z predpokladu, že ak použijeme nekonečne veľkú prijímaciu šošovku, prijímame všetok optický výkon, pretože atmosférické turbulencie tento výkon nepohlcujú, iba ho odkláňajú od pôvodného smeru. K útlmu turbulenciami v tomto prípade nedochádza. Pre optické prijímacie šošovky s konečnými rozmermi Andrews vypracoval metodiku určovania turbulentného útlmu α_{turb} , kde výsledný útlm môžeme vypočítať pomocou vzťahu:

$$\alpha_{turb} = 10 \log \left| 1 - \sqrt{\sigma_{I,rel}^2(D_{RXA})} \right|, \quad (2.15)$$

kde $\sigma_{I,rel}^2$ je variancia optickej intenzity a tú môžeme vyjadriť pomocou vzťahu 2.16. D_{RXA} je priemer prijímacej apertúry.

$$\begin{aligned} & \sigma_I^2(D_{RXA}) \cong \\ & \cong \exp \left[\frac{0,49 \cdot \beta_0^2}{1 + 0,18 \cdot d^2 + 0,56 \cdot \beta_0^{12/5}} + \frac{0,51 \cdot \beta_0(1 + 0,69 \cdot \beta_0^{12/5})^{-5/6}}{1 + 0,9 \cdot d^2 + 0,62 \cdot d^2 \cdot \beta_0^{12/5}} \right] - 1. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Koeficienty d a β_0 určíme pomocou nasledujúcich vzťahov:

$$\beta_0 = 0,5 \cdot C_n^2 \cdot k^{7/6} \cdot L^{11/6}, \quad (2.17)$$

$$d = \sqrt{\frac{2\pi}{4 \cdot \lambda \cdot L}} \cdot D_{RXA}. \quad (2.18)$$

L je opäť vzdialenosť medzi vysielačom a prijímačom, k je vlnové číslo, λ je vlnová dĺžka laserového lúča. Výsledkom Andrewsovej metódy určovania turbulentného útlmu je najnižší možný turbulentný útlm, preto ju treba chápať ako najlepší možný prípad pri danom stave atmosférického prostredia.

3 Interferometria

Optická interferometria je jedným z hlavných javov, ktoré vysvetľujú vlnový charakter svetla [27]. Bola základom pre revolúciu, ktorá vyústila do novej éry fyziky dvadsiateho storočia. Konštrukcia Michelsonovho interferometra bola použitá napríklad v detektore gravitačných vĺn, ktorý poskytol nový pohľad do všeobecnej teórie relativity a astrofyziky 21. storočia [5]. Interferometria sama o sebe ponúka výnimočný pohľad do mikro aj makrosvetu. Existencia dvoch koherentných zväzkov v rovnakom čase na rovnakom mieste vedie k ich vzájomnej interferencii. Pri dokonalom prekrytí zväzkov dochádza v závislosti od vzájomného fázového posunu k deštruktívnej (zväzky sa stretávajú s opačnou fázou) alebo konštruktívnej (zväzky sa stretávajú s rovnakou fázou) interferencii – ich vlnové funkcie sa sčítajú [27]. Ak položíme do určitej nenulovej vzdialenosti R od zdrojov žiarenia tienidlo, pozorujeme tzv. interferenčné obrazce.

3.1 Stupeň koherencie

Pri skladaní dvoch monochromatických vĺn s rovnakými frekvenciami môžeme definovať interferenčnú rovnicu (odvodenie v [27]):

$$I = I_1 + I_2 + 2 \cdot \sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \varphi, \quad (3.1)$$

kde I_1, I_2 sú intenzity vstupujúcich vĺn a φ je ich fázový rozdiel ($\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi$). Posledný člen rovnice vyjadruje samotnú interferenciu, nazýva sa interferenčný člen [27]. Označíme ho $J_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \varphi$. Je záporný pre deštruktívnu a kladný pre konštruktívnu interferenciu. Pre vyjadrenie kontrastu interferenčného obrazca existuje výraz [27]:

$$K = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}. \quad (3.2)$$

Dosadíme:

$$K = \frac{4\sqrt{I_1 I_2}}{2(I_1 + I_2)}. \quad (3.3)$$

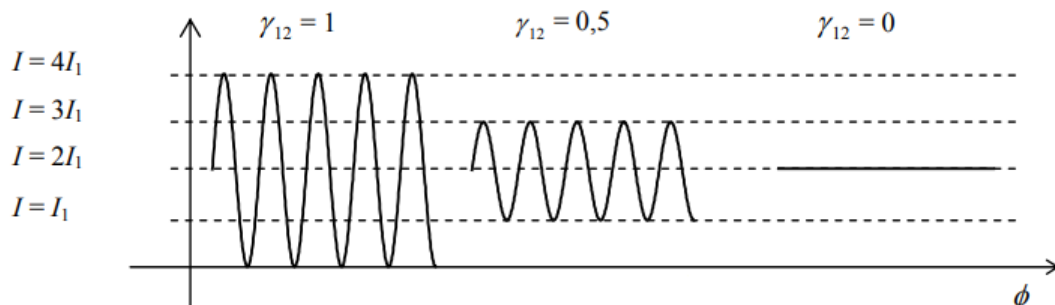
V prípade, že $I_1 = I_2$, koherencia nastáva pre $K = 1$. Dokonalá koherencia neexistuje, ale môžeme sa jej čiastočne priblížiť. Strata koherencie znižuje interferenčný člen [27]. Tento fakt sa dá vyjadriť pomocou stupňa čiastočnej koherencie γ_{12} :

$$J_{12} = 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \gamma_{12} \cdot \cos \varphi. \quad (3.4)$$

Pre kontrast teda platí:

$$K = \frac{4\sqrt{I_1 I_2}}{2(I_1 + I_2)} \gamma_{12}; \quad 0 \leq \gamma_{12} \leq 1. \quad (3.5)$$

Taktiež platí, že ak $I_1 = I_2$, potom $K = \gamma_{12}$. Pre laserové vlny môžeme týmto spôsobom určiť stupeň koherencie daného lasera. Taktiež, za podmienky $I_1 = I_2$ a $\gamma_{12} = 1$ platí, že $I_{min} = 0$ a $I_{max} = 4 \cdot I_1$ [27]. Grafické zobrazenie je uvedené na obrázku 3.1, kde ϕ je nezávislá premenná určujúca vzdialenosť od zdroja žiarenia.



Obr. 3.1: Interferencia vln s rôznym stupňom koherencie γ_{12} [27]

V praxi nadobúda stupeň koherencie jednovidových plynových laserov hodnoty blízke 1. Ak je laserový lúč rozdelený na 2 zložky s rôznymi optickými dráhami a následne je privedený k vzájomnej interferencii, zavádza sa veličina γ_{11} :

$$\gamma_{11} = \frac{\Delta l}{c}, \quad (3.6)$$

kde Δl je dráhový rozdiel dielčích lúčov a c je rýchlosť svetla [28]. Interferometria sa využíva pri meraní malých dĺžkových zmien, rozložení tlaku v plynch a plazme, skúmaní povrchových štruktúr objektov a mnoho ďalších. Silná závislosť výslednej intenzity na fázovom rozdieli vln sa dá využiť aj ako nástroj pre skúmanie turbulencií v atmosférickom prostredí [6].

3.2 Konštrukcia interferometra

Princípom interferometrie je rozdelenie jedného laserového lúča na priamy a referenčný. Priamy lúč prechádza skúmanou látkou/objektom/prostredím. Následne sú obe vetvy spojené do jednej a pozorujú sa ich interferenčné obrazce. Pri zostavovaní interferometra sa využívajú rôzne optické komponenty: zrkadlá s extrémnou rovinnosťou, hranoly, deliče zväzku a detektory. Tieto komponenty budú bližšie popísané v nasledujúcich podkapitolách.

3.2.1 Zrkadlá

Vyrábajú sa nanášaním reflektívnej vrstvy na vhodný substrát. Najčastejšie sa ako substrát využíva kremenné sklo (SiO_2). Reflektívne vrstvy pre technické aplikácie sa nanášajú rôznymi vákuovými metódami (napr. vákuové naprašovanie, naparovanie, katódové naprašovanie a pod. [30]) pre zabezpečenie kontrolovanej hrúbky a rovnomernosti povrchu odrazivej plochy. Na rozdiel od bežných aplikácií, kde sa reflektívna vrstva nanáša na zadnú stranu substrátu (aby bola chránená pred koróziou a mechanickým opotrebovaním), pri laboratórnych aplikáciách je odrazivá vrstva nanosená na najbližší povrch, na ktorý svetlo dopadá (pre eliminovanie slabých odrazov od samotného skla a jemný lom lúča prechádzajúceho skleneným prostredím) [29]. Preto pri zaobchádzaní s týmito zrkadlami treba dbať na zvýšenú opatrnosť a nedotýkať sa odrazivej plochy. Technické zrkadlá bývajú pokovené vrstvou Ag, Al alebo Au (Au najmä pre IR žiarenie) [31]. Dôležité parametre zrkadiel sú:

Reflektivita – určuje percentuálny pomer odrazeného a dopadajúceho žiarenia. Pre dosiahnutie reflektivity $\sim 99,997\%$ býva namiesto kovu použitá dielektrická odrazivá vrstva za cenu zúženia frekvenčného pásma (známe aj ako Braggove zrkadlá, využitie predovšetkým v laseroch) [29].

Rovinnosť – vyjadruje maximálnu odchýlku od dokonalého rovinného povrchu. Najčastejšie sa udáva v zlomkoch vlnovej dĺžky použitého svetla (napr. $\lambda/8, \lambda/10, \lambda/16$, atď) [31].

Maximálny dopadajúci optický výkon – jeho prekročenie spôsobí poškodenie zrkadla [31].

Šírka pásma – pásmo frekvencií, na ktorom zrkadlo plní svoju funkciu. Daná fyzikálnymi vlastnosťami materiálu odrazivej vrstvy. Špeciálnym typom sú dichroické zrkadlá, ktoré slúžia na oddeľovanie alebo zlučovanie farieb.

Geometria odrazivej plochy – rovinné, guľové, parabolické a pod. [29].

3.2.2 Deliče zväzku

Delič zväzku je jedným z kľúčových prvkov interferometrie. Funguje na princípe polopriepustného zrkadla. Väčšinou má tvar kocky zlozenej z dvoch trojbokých hranolov zlepených dokopy polyesterom, epoxidom alebo adhezívami na báze uretánu. Často sa používa zrkadlo pokovené veľmi tenkou (transparentnou) vrstvou Ag. Jej hrúbka je regulovaná tak, aby polovicu svetla odrazila a polovicu prepustila. Dôležitým

parametrom je deliaci pomer. Udáva pomer prepusteného a odrazeného optického výkonu. Polarizačné deliče delia vlnu na dve rôzne polarizované vlny (napr. kruhová pravotočivá vs. ľavotočivá, x-lineárna vs. y-lineárna). Vyrábajú sa z kryštálov, ktoré vykazujú dvojlom (napr. α -BBO, kalcit [31]). Špeciálnym typom deliča zväzku je dichroický zrkadlový hranol, ktorý rozdelí dopadajúci lúč na samostatné spektrálne odlišné lúče [31], [32].

3.2.3 Hranoly

Optické hranoly sa v optike využívajú na odklonenie optického zväzku do požadovaného smeru. Najbežejší tvar je trojboký hranol. Dôležitým parametrom hranola je uhol odklonu. Napríklad 90° odklon sa používa v teleskopoch a periskopoch. Disperzný hranol sa používa na rozklad polychromatického svetla na monochromatické zložky. Využívajú sa materiály ako napr. CaF_2 , BaF_2 , F_2 , MgF_2 . Najčastejšou aplikáciou je spektrometria (analýza žiarenia) [31].

3.2.4 Fotodetektory

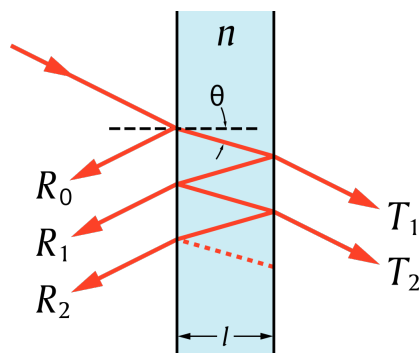
Sú to súčiastky, ktorých súčasťou je PN prechod, ktorý umožňuje čo najúčinnnejšiu konverziu fotónov na elektróny. Tento proces sa deje vďaka fotoelektrickému javu [27]. Dôležitými parametrami fotodetektorov sú: citlivosť (frekvenčne závislá), rýchla odozva, nízky šum (súvisí s nízkou chybovosťou), aktívna plocha, spoľahlivosť. Pri výbere vhodného detektora často musíme hľadať kompromisy. S veľkosťou aktívnej plochy rastie parazitná kapacita a tým je odozva pomalšia. S vyššou spoľahlivosťou rastie cena. Vyberáme spomedzi týchto súčiastok: fototranzistory, fotorezistory, fotodiódy PIN, APD (Avalanche Photodiode - lavínová dióda), fotovoltaičné polovodiče, PMT (Photomultiplier tube - fotonásobič), QPID (Quartz Particle Impact), pyroelektrický alebo termálny detektor a i. [27]. Osobitým druhom detektorov sú CCD (z angličtiny CCD – Charge-coupled device) senzory. Tieto senzory pozostávajú z MOS tranzistorov na spoločnom kremíkovom substráte. Princípom ich funkcie je uchovávanie nábojov uvoľnených pri fotoelektrickom jave v potenciálovej jame. Každá takáto jama predstavuje 1 pixel. Nasleduje vyčítanie obrazu pixel po pixeli [33]. U týchto detektorov dochádza k vzniku šumov rôzneho pôvodu: temný prúd vzniká tepelnou generáciou a rekombináciou párov elektrón-diera v potenciálovej jame; šum pozadia je spôsobený zachytením neúčinného signálu, je generovaný iným zdrojom žiarenia; kvantový šum vyplýva z kvantových štatistických javov; tepelný šum vzniká v prídavnej elektronike, je spôsobený náhodnými zrážkami elektrónov s atómovou mriežkou [34]. S týmito efektami je potrebné pri optických meraniach počítat a vhodným spôsobom ich eliminovať.

3.3 Druhy interferometrov

V súčasnosti poznáme niekoľko druhov precíznych interferometrov, ktoré sa od seba líšia konštrukciou, presnosťou a citlivosťou. Môžu byť konštruované pomocou optického vlákna alebo vo voľnom priestore. Najvýznamnejšie z nich sú Michelsonov, Fabryho-Pérotov, Machov-Zehnderov, Sagnacov, atď. [27].

3.3.1 Fabryho-Pérotov interferometer

Vychádza z konštrukcie Fabryho-Pérotovho rezonátora, ktorý pozostáva z dvoch polopriepustných paralelných zrkadiel. Jeho schematické zobrazenie je na obrázku 3.2 (R_i označuje odrazivosť, T_i označuje priepustnosť. Tieto parametre sú navzájom komplementárne).



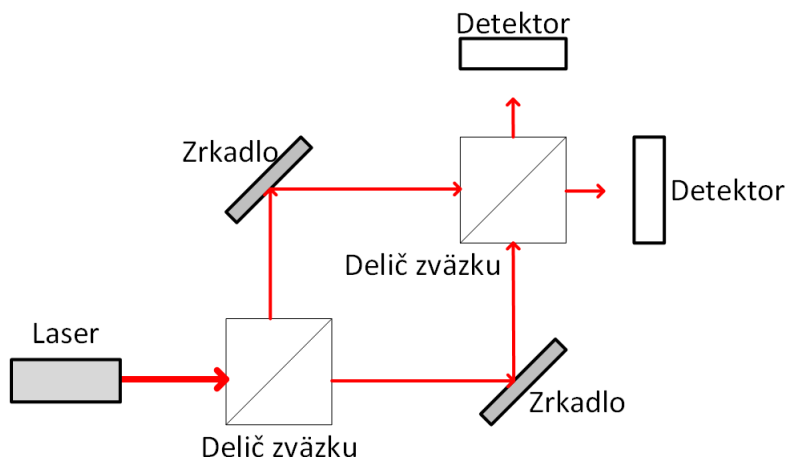
Obr. 3.2: Fabryho-Pérotov rezonátor/interferometer [35]

Na zrkadlo dopadá rovinná, monochromatická, lineárne polarizovaná vlna pod uhlom θ . Na prvej odrazivej ploche sa vlna delí na odrazenú a prepustenú. Vlna prepustená opäť dopadne na druhú odrazivú plochu pod uhlom θ a rozdelí sa na odrazenú a prepustenú. Na výstupe vzniká zväzok rovnobežných lúčov. Vnútri rezonátora sa nachádza skúmaný objekt. Niekoľkonásobný prechod lúča týmto objektom zabezpečí extrémnu citlivosť, avšak presnosť je ovplyvnená nepriaznivo, pretože rezonátor znásobí aj každú nedokonalosť optických prvkov a prostredia [10]. Tento interferometer sa využíva v telekomunikáciách, laserovej technike a spektroskopii pre riadenie vlnovej dĺžky svetla (napr. WDM). Viac informácií je dostupných v [27], [35].

3.3.2 Machov-Zehnderov interferometer

Interferometer obsahuje 2 deliče zväzku, 2 zrkadlá, zdroj koherentného žiarenia a aspoň jeden detektor. Používa sa na skúmanie transparentných objektov. Jeho výho-

dou je, že meracia vetva môže byť dostatočne dlhá na to, aby pri meraní parametrov objektov vyžarujúcich teplo nedošlo k ovplyvneniu optických prvkov a referenčnej vetvy. Je vhodný pre výskum prúdenia plynov, prenosu tepla a teplotného rozloženia v plameňoch a plazme [36].



Obr. 3.3: Machov-Zehnderov interferometer [36]

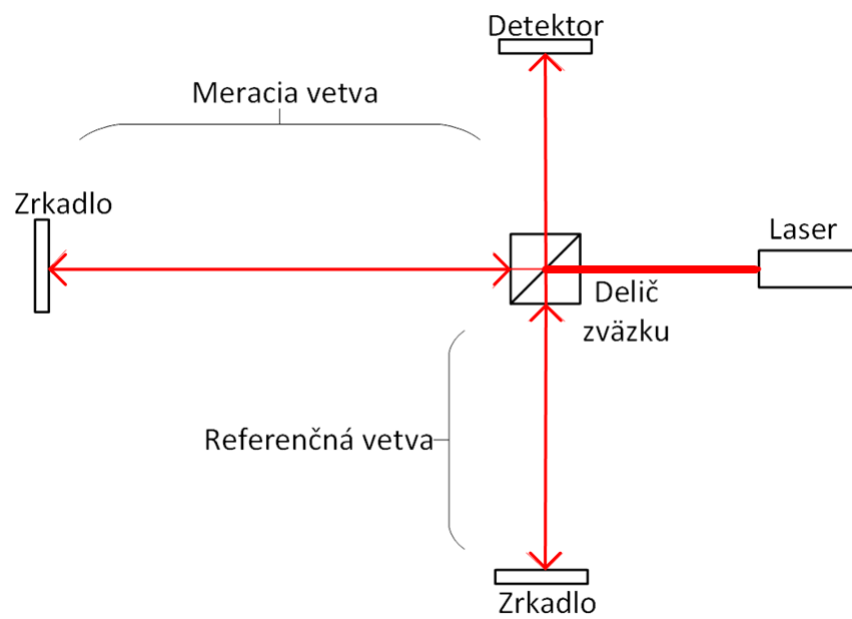
Avšak, po minulých skúsenostiach [10] sa preukázalo, že tento interferometer nie je vhodný pre skúmanie turbulencií v našich laboratórnych podmienkach (vibrácie budovy mali negatívny vplyv na výsledný interferenčný obrazec — laboratórium sa nachádza v 7. poschodí budovy).

3.3.3 Michelsonov interferometer

Za vynálezcu prvého interferometra sa považuje Albert Michelson (19. stor.) [37]. Toto zariadenie bolo použité v roku 1887 v Michelson — Morleyho experimente, ktorý mal dokázať alebo vyvrátiť existenciu tzv. „éteru“ [37]. Princíp pôvodného interferometra sa len málo líši od interferometra použitého v experimente LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) na detekciu gravitačných vĺn [37].

Jeho výhodou je to, že sa dá použiť pre skúmanie nehomogénnych transparentných objektov. Takýmto objektom je samozrejme aj atmosférická turbulencia.

Do priamej vetvy sa vloží skúmaný objekt. V schematickom znázornení vidíme (obr. 3.4), že lúč prechádza týmto objektom 2x. To znamená, že citlivosť metódy je dvojnásobná (pre stacionárne prostredie) oproti interferometrom, u ktorých nastáva iba jeden prechod skúmaným objektom (napr. Machov-Zehnderov interferometer).



Obr. 3.4: Konštrukcia Michelsonovho interferometra

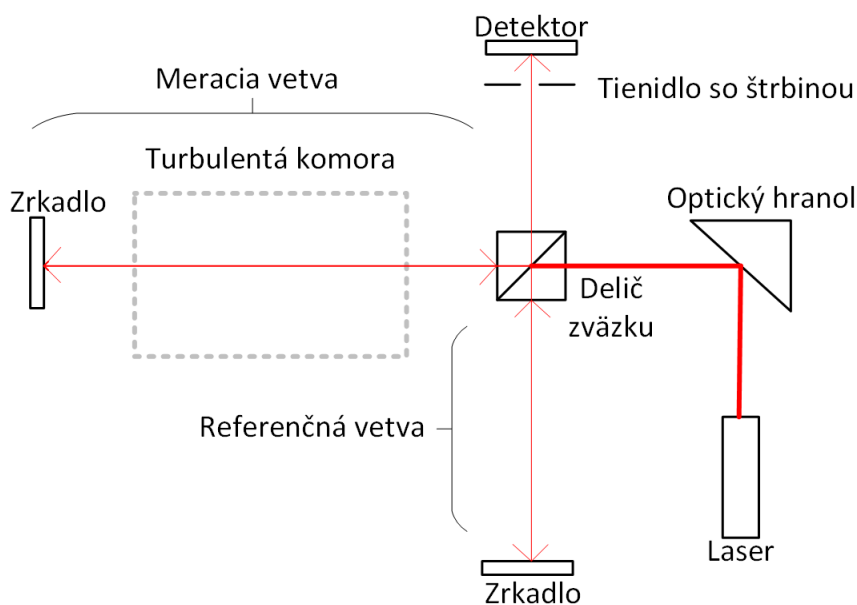
4 Experiment

V optickom laboratóriu bolo zostavené meracie pracovisko, ktorého základná schéma bola pre všetky experimenty rovnaká. Podľa potreby boli využívané iba niektoré jej časti, pričom rozmery ostali zachované podľa základného obrázka vo všetkých bodoch experimentu (obr. 4.2). Laserový zväzok bol vo výške 16 cm nad podložkou. Experiment prebiehal v laboratóriu optiky – miestnosť SE7.104, FEKT, VUT, Technická 12.

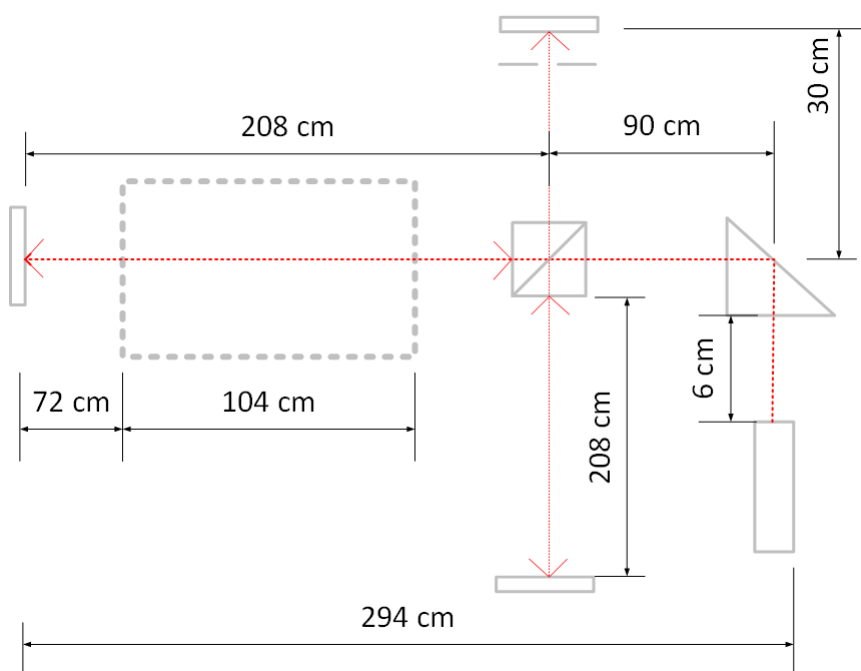
V prvej časti boli vytvorené atmosférické turbulencie, z ktorých boli následne určené fluktuácie indexu lomu na základe teplotných výkyvov a nestabilit v optickom výkone. Využitá bola Kolmogorovova metóda a štatistická analýza.

Druhý experiment bol založený na pozorovaní lokálneho zdroja turbulencií a jeho vplyvu na výkyvy v optickom výkone prijatom detektorom. Pre určenie miery turbulencie bol využitý výpočet Rytovovej variancie. V tomto experimente bol bližšie skúmaný vplyv veľkosti prijímacej apertúry na metódu určovania miery turbulencie.

V tretej časti experimentu bolo využívané celé pracovisko tvoriace Michelsonov interferometer, ktorého schéma je na obrázku (obr. 4.1). Z dôvodu priestorových obmedzení bolo nutné umiestniť zrkadlo referenčnej vetvy na iný stôl než zvyšok interferometra. Z rovnakého dôvodu bol použitý optický hranol pre predĺženie trasy laserového zväzku. S využitím tohto interferometra boli vytvorené rôzne vizualizácie fluktuácií v optickej intenzite.



Obr. 4.1: Meracie pracovisko



Obr. 4.2: Rozmery pracoviska

4.1 Použité zariadenia a SW

Pri experimente boli použité tieto zariadenia:

- Laser: Uniphase HeNe Novette 1508-0, 632,8 nm, kontinuálny režim, 0,5-0,8 mW
- LOGO SCREEN zapisovač + sondy PT1000 – bimetalické
- SW pre prácu so zapisovačom: JUMO
- Fotodetektor na meranie optického výkonu – Ophir Vega Photodiode PD300-3W-v1
- SW pre prácu s fotodetektorom: StarLab 3.31
- CCD kamera Spiricon SP620U s vysokým rozlíšením
- Zrkadlo 2x Thor Lab (odrazivosť \rightarrow 100%)
- Nepolarizačný delič zväzku ThorLab (deliaci pomer 1:1)
- Výhrevný pás používaný v teráriách (max. $T \sim 40^{\circ}\text{C}$ – generuje slabé turbulencie)
- Turbulentná komora z plexiskla (104 x 34 x 44 cm)
- Čajová sviečka

4.2 Určenie miery turbulencie meraním teplôt

4.2.1 Postup merania

1. Meranie prebiehalo v čase, kedy je výskyt ľudí v budove minimálny – piatky a soboty popoludní až večer, pre minimálny vplyv otrasov v budove.
2. Teplotné sondy boli rozmiestnené vnútri turbulentnej komory. Schematické znázornenie je na obr. 4.3. Pre každý merací bod bola teplota meraná dvojicou sond. Vzájomná vzdialenosť sond ($R = 0,8$ mm) bola nastavená tak, aby nebola väčšia ako vnútorný priemer turbulentnej cely l_0 (rovnica 2.12). Iba pri dodržaní tohto predpokladu možno metódu použiť.
3. Dôvod použitia komory z plexiskla je eliminovanie vplyvu prípadného rozvíreného vzduchu v miestnosti.
4. Turbulencie boli vytvorené ohrievaním vzduchu pomocou výhrevného pásu umiestneného v spodnej časti pozdĺž celej turbulentnej komory.
5. Teplota bola meraná dvojicou sond v každom bode po dobu 7 až 10 minút s frekvenciou 8 Hz.
6. Prebehli dve sady meraní: referenčné bez vyhrievania a s vyhrievacím pásom.
7. Pre výpočet indexov lomov v každom bode boli použité hodnoty z časového okna 5 minút uprostred meracieho intervalu kvôli ustáleniu prechodných stavov okolitého prostredia po presunutí sond.
8. Atmosférický tlak v čase merania bol 1028,5 hPa.

4.2.2 Výpočet C_n^2

1. Z dvojíc nameraných teplôt v každom meracom bode boli najskôr vypočítané dvojice indexov lomov (napr. pre merací bod $A : n(A_1), n(A_2)$) podľa vzťahu 2.10, [21]

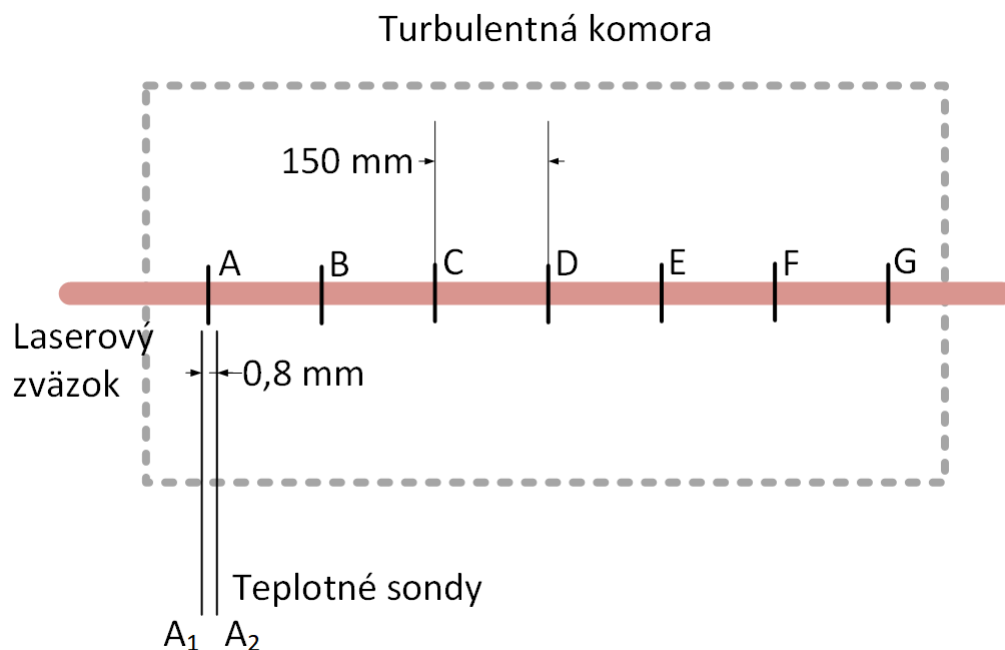
$$n(A_i) = 1 + 79 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{P(A_i)}{T(A_i)}.$$

2. Štruktúrnú funkciu indexu lomu určíme ako výberový rozptyl D_n indexov lomov v danej turbulentnej cele [24]:

$$D_n(A_1, A_2, t) = \langle [n(A_1, t) - n(A_2, t)]^2 \rangle. \quad (4.1)$$

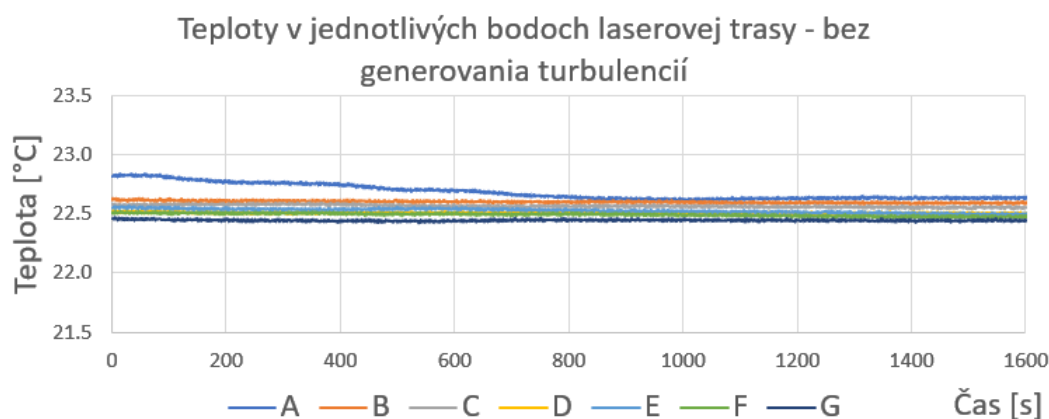
3. Hodnotu D_n dáme do pomeru so zápisom 2.11 pre prípad $l_0 \ll R \ll L_0$ (teda vzdialenosť teplotných sond je porovnateľná s veľkosťou turbulentnej cely a $|A_1 - A_2| = R = 0,8$ mm – viac v podkapitole 2.3) a vyjadríme štruktúrny parameter indexu lomu C_n^2 [24]:

$$C_n^2 = \frac{D_n}{R^{\frac{2}{3}}}. \quad (4.2)$$

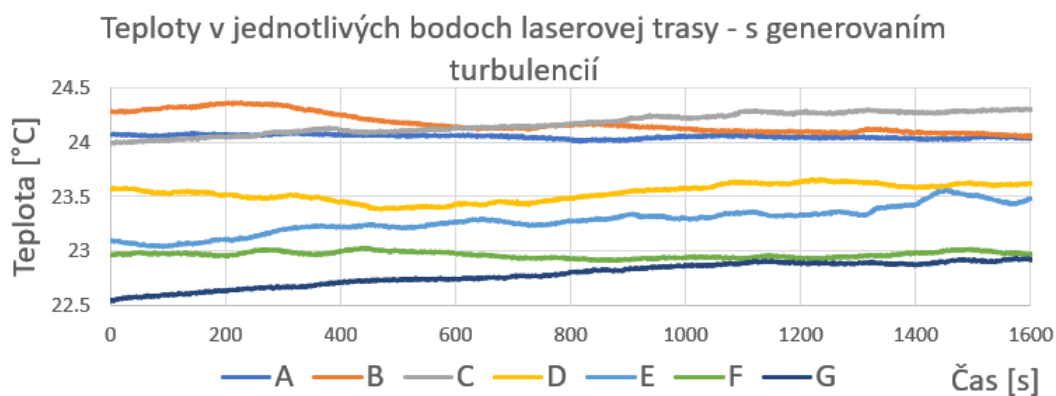


Obr. 4.3: Meracie body vnútri turbulentnej komory (detail meracieho pracoviska)

Priebehy nameraných teplôt v jednotlivých bodoch sú uvedené v grafoch na obr. 4.4 a 4.5. Teploty boli dostatočne ustálené, priebehy nemajú žiadne výrazné výchylky. Po zapnutí vyhrievacieho pásu nasledovala doba stabilizácie približne 30 minút.



Obr. 4.4: Časové priebehy teplôt v jednotlivých meracích bodoch (meracie body vid' obr. 4.3) bez turbulencií

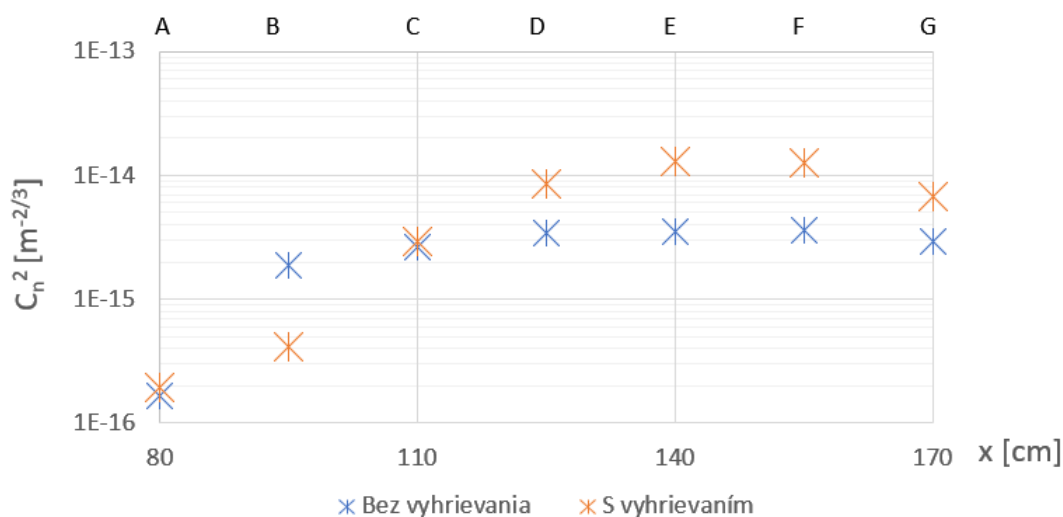


Obr. 4.5: Časové priebehy teplôt v jednotlivých meracích bodoch (meracie body viď obr. 4.3) s turbulenciami

Výsledky referenčného merania potvrdili, že C_n^2 je pre malé turbulencie nízky a pre prípad s vyhrievaním pozorujeme najsilnejšie turbulencie uprostred turbulentnej komory. Výsledky sú zhrnuté v tabuľke 4.1 a v nasledujúcich grafoch.

	Bez vyhrievania		S vyhrievaním	
	Min	Max	Min	Max
$C_n^2[m^{-2/3}]$	$1,64 \cdot 10^{-16}$	$3,63 \cdot 10^{-15}$	$1,96 \cdot 10^{-16}$	$1,28 \cdot 10^{-14}$

Tab. 4.1: Rozpätie hodnôt štruktúrneho parametru indexu lomu

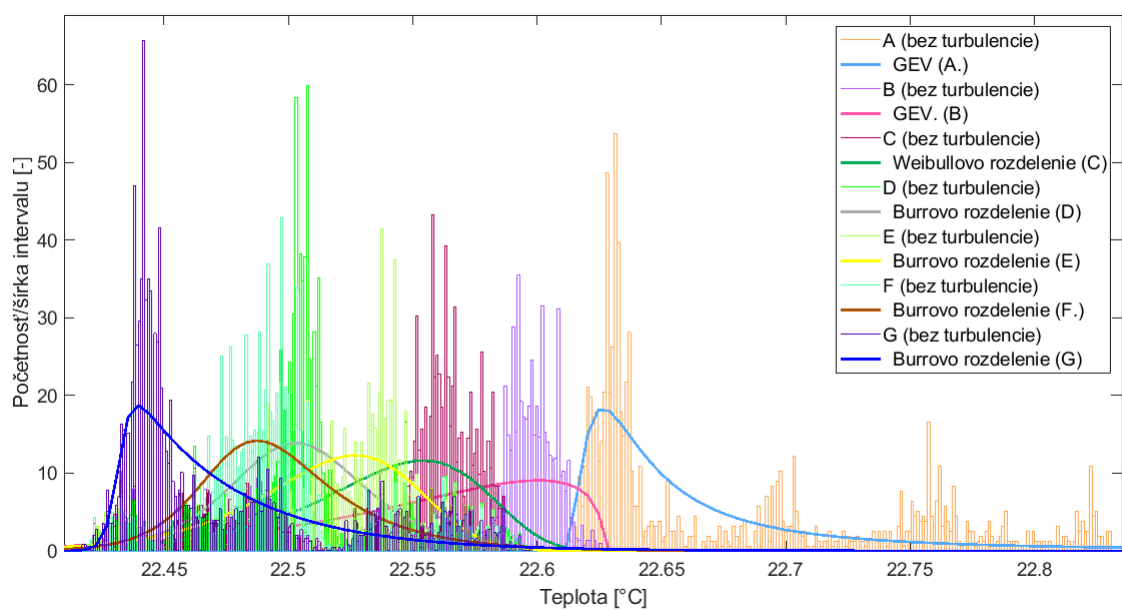


Obr. 4.6: Rozloženie hodnôt C_n^2 pozdĺž trasy laserového zväzku (meracie body viď obr. 4.3)

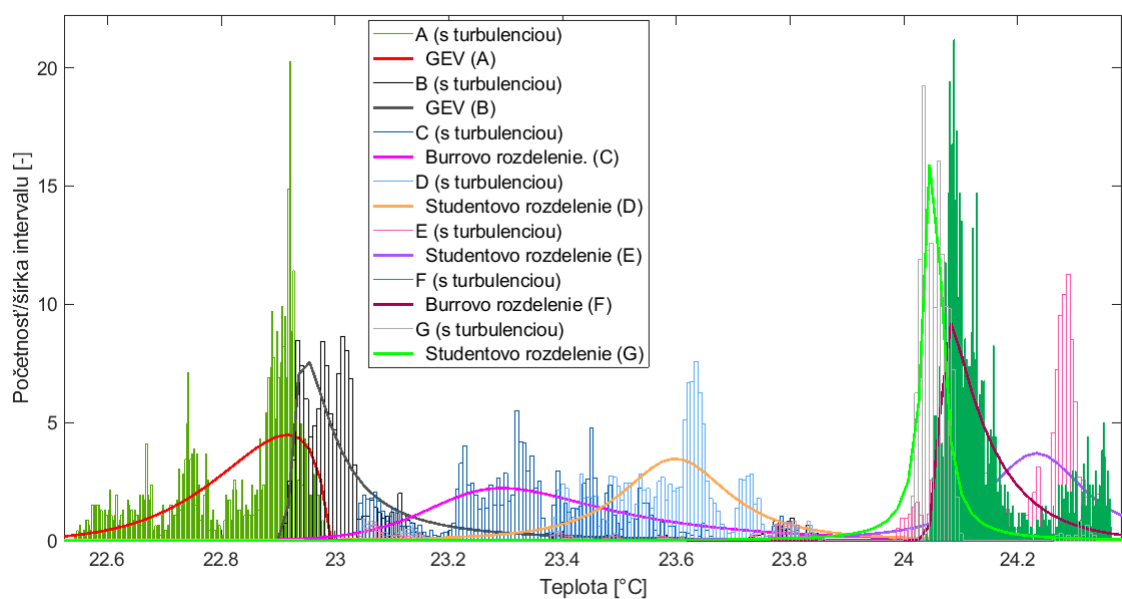
V získaných hodnotách sa prejavil taktiež vplyv geometrie turbulentnej komory. Komora má otvorenú stenu na strane meracieho bodu A. Ohriaty vzduch sa preto šíri týmto otvorom do voľného priestoru, čím sa v tejto oblasti zmenší prejavenie turbulencií (nízke hodnoty C_n^2).

Pre jednotlivé merania boli vytvorené histogramy pre každý merací bod samostatne. V histogramoch sú vynesené teploty namerané v ustálenom stave po dobu 5 minút (ustálený stav v tomto popise znamená, že všetky prídavné turbulentné javy odznali, napríklad vírenie vzduchu pri nastavovaní polohy teplotných sond). Histogramy boli vytvorené v matlabovskej aplikácii dfittool, ktorá poskytuje interaktívnu vizualizáciu fitovania distribučných funkcií na histogram zadaných dát.

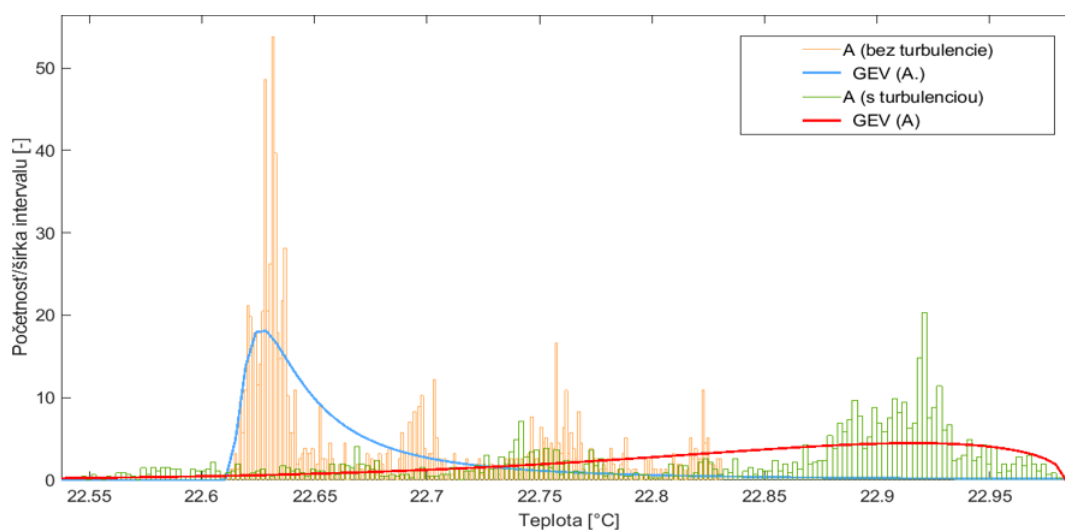
Najvhodnejšia distribučná funkcia je zvolená podľa maxima logaritmickej virohodnostnej funkcie (log-likelihood function). Jednotlivé charakteristické distribučné funkcie sú uvedené v nasledujúcej sekcii (4.2.3). Teploty v neturbulentnom prostredí sú distribuované prevažne podľa Burrovho rozdelenia. Iba v koncovej časti prevláda zovšeobecnené rozdelenie extrémnych hodnot (GEV - Generalized extreme value). V turbulentnom prostredí virohodnostná funkcia nadobúda maximum najmä pre Studentovo a Burrovo rozdelenie avšak v okrajových častiach opäť prevláda GEV. Na základe jedného merania nemožno tvrdiť, že sú tieto charakteristiky typické pre všetky turbulentné prostredia, avšak istá tendencia tu môže existovať. Ak priradíme tieto rozdelenia k hodnotám štruktúrneho parametra indexu lomu, zistíme, že v bodoch, kde má tepelná turbulencia charakteristickú hodnotu $C_{n,turb}^2 > C_{n,neturb}^2$, použijeme pre popis teplôt práve Burrovo alebo Studentovo rozdelenie. Taktiež je na histogramoch vidno, že hodnoty na okrajoch turbulentnej komory sú ešte viac postihnuté turbulenciou, kvôli nezanedbateľnému vplyvu cirkulujúceho vzduchu v miestnosti. Tento jav sa prejavuje v grafoch výraznou nesymetrickosťou kriviek rozdelení, zatiaľ čo vnútri turbulentnej komory sú krivky skôr symetrické. Charakteristické štatistické rozdelenia sú popísané ďalej v sekcii 4.2.3.



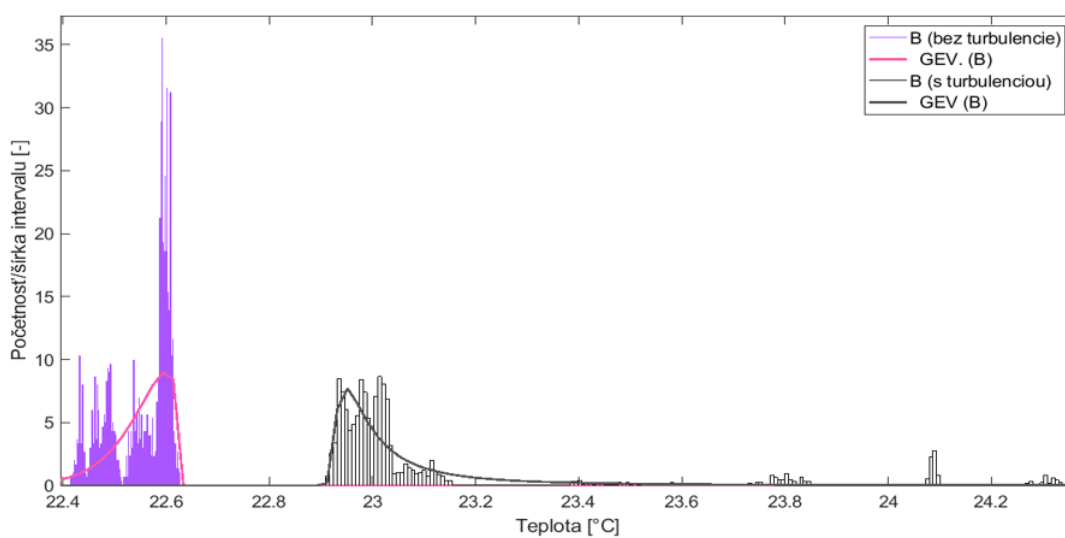
Obr. 4.7: Histogramy nameraných teplôt bez prítomnosti turbulencie v trase zväzku 4.3



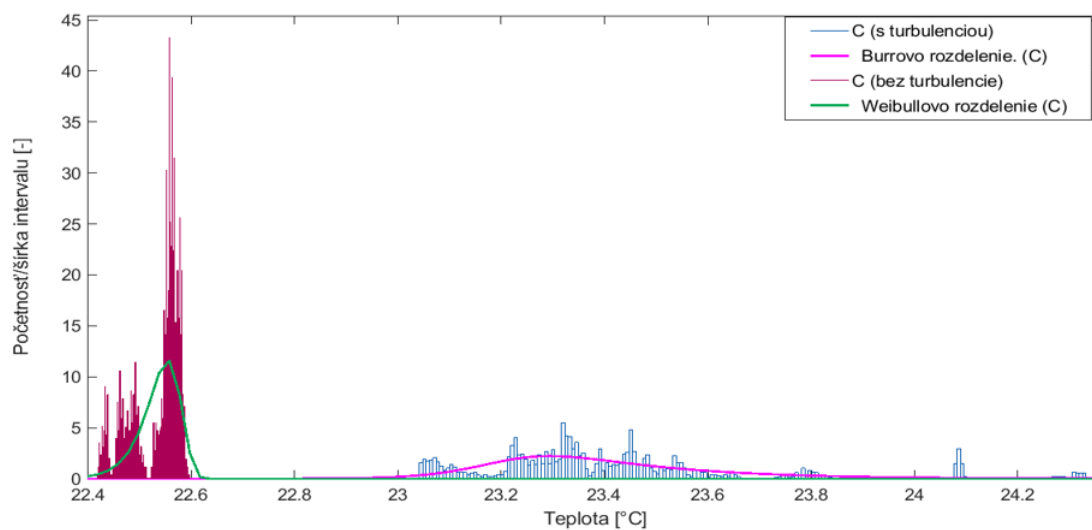
Obr. 4.8: Histogramy nameraných teplôt s turbulenciou v trase zväzku 4.3



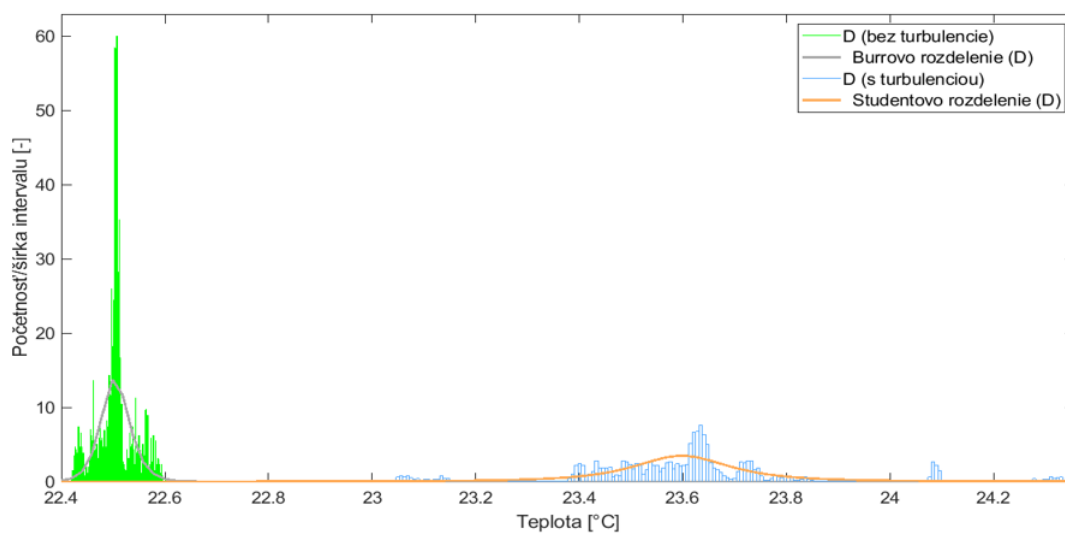
Obr. 4.9: Histogramy nameraných teplôt v meracom bode A 4.3



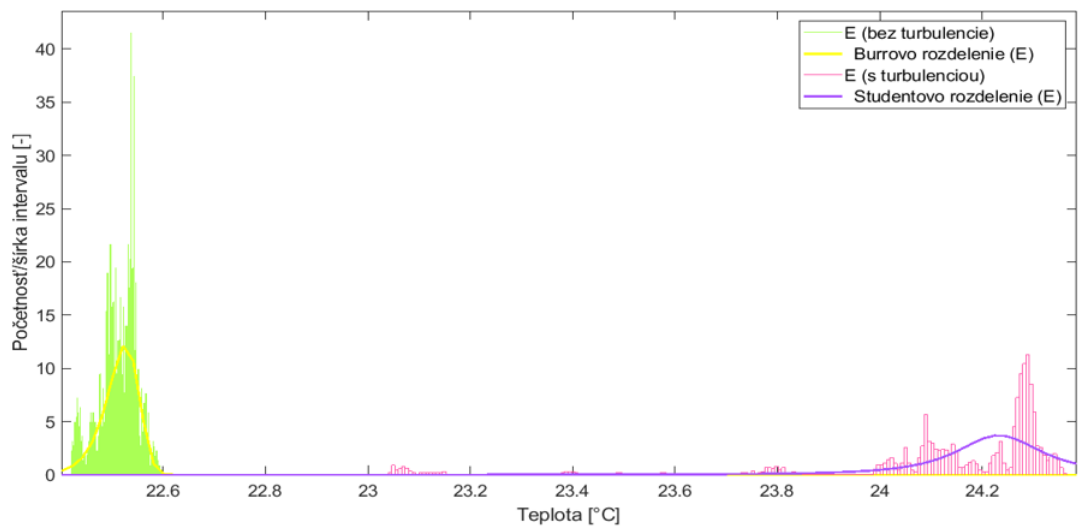
Obr. 4.10: Histogramy nameraných teplôt v meracom bode B 4.3



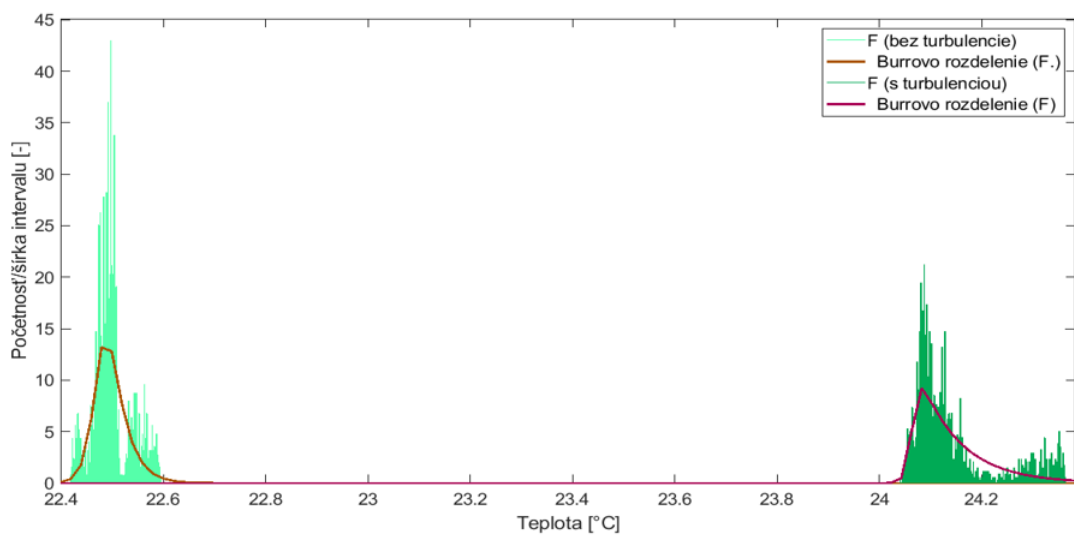
Obr. 4.11: Histogramy nameraných teplôt v meracom bode C 4.3



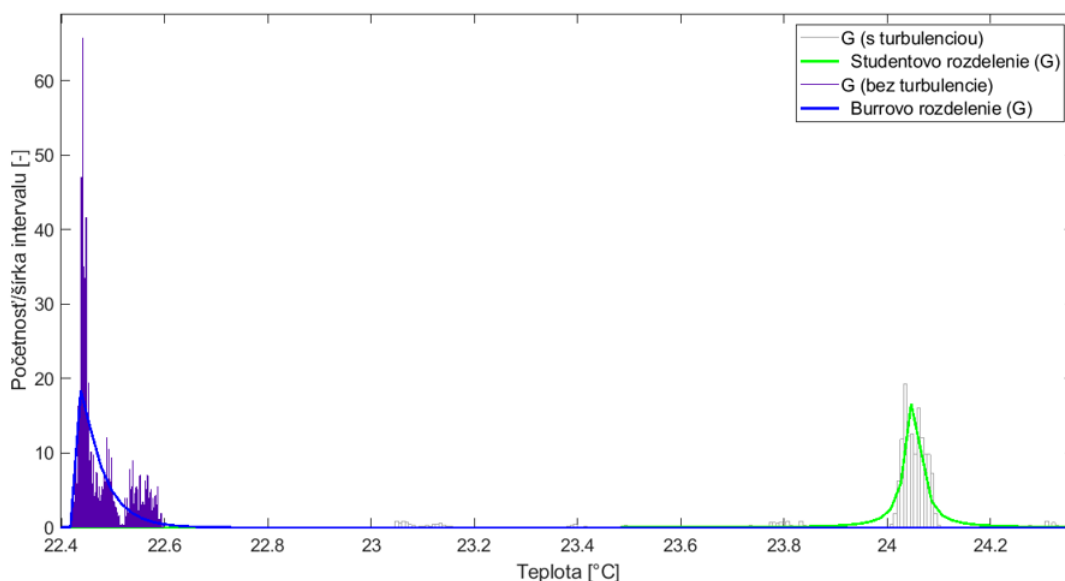
Obr. 4.12: Histogramy nameraných teplôt v meracom bode D 4.3



Obr. 4.13: Histogramy nameraných teplôt v meracom bode E 4.3



Obr. 4.14: Histogramy nameraných teplôt v meracom bode F 4.3



Obr. 4.15: Histogramy nameraných teplôt v meracom bode G 4.3

4.2.3 Popis charakteristických rozdelení pravdepodobnosti

Burrovo rozdelenie – toto rozdelenie patrí do skupiny trojparametrových rozdelení. S ich využitím je možné okrem polohy maxima dobre modelovať šikmost a špicatosť distribučnej funkcie. Využíva sa najmä na popis extrémnych udalostí. Parametre popisujúce takúto pravdepodobnostnú funkciu sú: c, k - parametre tvaru a α - parameter škály (scale parameter), ktorý popisuje rozptyl hodnôt Burrovhovho rozdelenia. Zápis pravdepodobnostnej funkcie je nasledovný:

$$f(x|\alpha, c, k) = \frac{\frac{kc}{\alpha} \left(\frac{x}{\alpha}\right)^{c-1}}{\left(1 + \left(\frac{x}{\alpha}\right)^c\right)^{k+1}} \quad \text{pre } x, \alpha, c, k > 0. \quad (4.3)$$

Toto rozdelenie pokrýva ako hraničné prípady napríklad aj rozdelenia Gamma, log-normálne, log-log [41].

Zovšeobecnené rozdelenie extrémnych hodnôt – (GEV – Generalized extreme value) toto rozdelenie má charakteristické parametre: μ – parameter polohy, σ parameter škály a $k \neq 0$ – parameter tvaru. Využíva sa na modelovanie výrazných extrémov štatistického súboru. Zápis jeho pravdepodobnostnej funkcie je:

$$f(x|\sigma, \mu, k) = \frac{1}{\sigma} \exp\left(-\left(1 + \frac{x - \mu}{\sigma}\right)^{-\frac{1}{k}}\right) \left(1 + k \frac{x - \mu}{\sigma}\right)^{-1 - \frac{1}{k}} \quad (4.4)$$

GEV I. typu zahŕňa pravdepodobnostné funkcie s exponenciálne klesajúcim chvostom (nap. Gaussova). GEV II. typu obsahuje funkcie s polynomicke klesajúcim chvostom (napr. Studentovo rozdelenie). Funkcie, ktoré majú konečný chvost patria do skupiny GEV II. typu (napr. Beta). Okrem iného, toto rozdelenie pokrýva aj zrkadlovo otočenú a recipročnú Weibullovu pravdepodobnostnú funkciu.

Studentovo t rozdelenie – je symetrické rozdelenie so zvonovitým tvarom, no na rozdiel od normálneho rozdelenia má tzv. „ťažší chvost“. Znamená to väčší výskyt hodnôt vzdialených od strednej hodnoty. Preto je toto rozdelenie vhodné pre ilustráciu turbulentných javov v atmosfére. Jeho charakteristickými parametrami sú: μ - parameter polohy (location parameter), ktorý zároveň udáva strednú hodnotu súboru, σ - parameter škály (scale parameter) a ν - parameter tvaru. Pre $\nu \rightarrow \infty$ nadobúda charakter normálneho rozdelenia [41]. Jeho pravdepodobnostná funkcia má zápis:

$$f(x|\mu, \sigma, \nu) = \frac{\Gamma\left(\frac{\nu+1}{2}\right)}{\sigma\sqrt{\nu\pi}\Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right)} \cdot \left[\frac{\nu + \left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2}{\nu} \right]^{\frac{\nu+1}{2}}, \quad (4.5)$$

za predpokladu, že $\mu \in (-\infty, \infty)$, $\sigma > 0$ a $\nu > 0$.

Namerané teploty vnesené do histogramov sa vyznačovali v neturbulentnom stave Burrovym rozdelením, v okrajových miestach turbulentnej komory rozdelením GEV, zatiaľ čo pre turbulentný stav boli data distribuované menej jednoznačne – charakteristické Studentovo a Burrovo rozdelenie, v okrajových miestach (body A a B) opäť rozdelenie GEV. Jedna bočná stena turbulentnej komory (merací bod G) je tvorená plexisklom s kruhovým otvorom s priemerom 25 cm. Druhá bočná stena je voľná (merací bod A). Nahriaty vzduch sa môže rozptýliť vo väčšom priestore. Korešponduje to tiež s vypočítanou hodnotou C_n^2 , ktorá v bodoch A a B dosahuje porovnateľne nízke hodnoty v turbulentnom aj v neturbulentnom prostredí 4.6. Pre zvýšenie presnosti merania je potrebné zabezpečiť homogénne prostredie na väčšej dĺžke trasy. Turbulentná komora použitá v tomto experimente mala dĺžku 104 cm. Súhrn výsledkov tohto merania je uvedený v tabuľke 4.2:

Výhodou tejto metódy popisu turbulentného prostredia je to, že umožňuje detailne určiť mieru turbulencie v akomkoľvek bode pozdĺž trasy. Avšak negatívum spočíva v problematickom vertikálnom popise trasy. C_n^2 vo vyšších nadmorských výškach nemožno určiť bez ovplyvnenia prostredia nežiadúcimi turbulenciami. Skreslenie v určovaní indexu lomu pomocou teplôt spočíva v citlivosti na akékoľvek lokálne vírenie vzduchu. Technika udržiavajúca teplotné čidlá vo výške - lietadlá, drony sú sami zdrojom silných turbulencií).

Merací bod	μ_T		σ_T^2		Rozdelenie	
	Bez turb.	S turb.	Bez turb.	S turb.	Bez turb.	S turb.
A	22,44	22,88	$0,31 \cdot 10^{-3}$	$12,29 \cdot 10^{-3}$	GEV	GEV
B	22,46	23,03	$0,27 \cdot 10^{-3}$	$3,98 \cdot 10^{-3}$	GEV	GEV
C	22,51	23,44	$0,49 \cdot 10^{-3}$	$19,35 \cdot 10^{-3}$	Weibull	Burr
D	22,50	22,68	$0,12 \cdot 10^{-3}$	$15,90 \cdot 10^{-3}$	Burr	Student
E	22,54	24,25	$0,23 \cdot 10^{-3}$	$9,15 \cdot 10^{-3}$	Burr	Student
F	22,57	24,11	$0,27 \cdot 10^{-3}$	$7,30 \cdot 10^{-3}$	Burr	Burr
G	22,68	24,06	$4,22 \cdot 10^{-3}$	$0,52 \cdot 10^{-3}$	Burr	Student

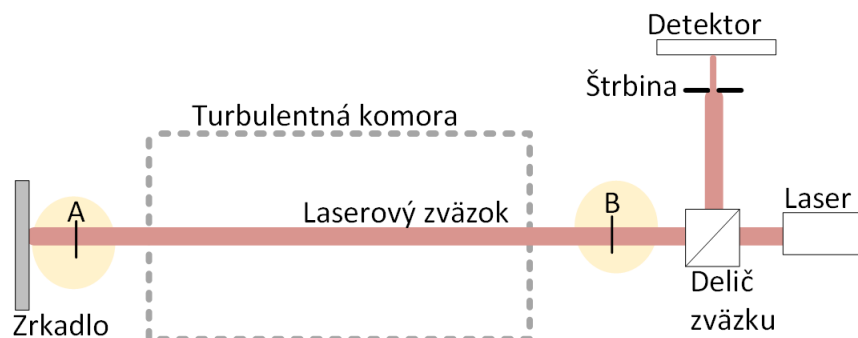
Tab. 4.2: Výsledky teplotného merania – zhrnutie (priemerná hodnota, rozptyl, charakteristické rozdelenie)

4.3 Určenie miery turbulencie lokálneho zdroja pomocou optického výkonu

Pri meraní variancie optického výkonu v prostredí s lokálnym zdrojom turbulencií bola použitá časť meracieho pracoviska s optickými komponentmi umiestnenými podľa obr. 4.16.

4.3.1 Postup merania

1. Do cesty laserového zväzku bola, ako lokálny zdroj turbulencií, umiestnená horiaca sviečka (zväzok sa nachádzal vo výške 16 cm nad podložkou).
2. Sviečka bola umiestnená v 2 rôznych polohách (obr. 4.16, pri prvom meraní v bode A je vo vzdialenosti 2 m od detektora, v druhom meraní v bode B, 30 cm od detektora)
3. Tienidlo so štrbinou s polomerom 0,5 mm bolo umiestnené pred detektorom (obr. 4.1).
4. Po dobu 2 minút boli zberané hodnoty optického výkonu pomocou fotodiódového detektora Ophir Vega PD300-3W.
5. Počas merania boli jedinými zdrojmi svetla v miestnosti laser a horiaca sviečka.
6. Body 1-5 boli zopakované pre štrbiny s priemerom 1, 2 a 3 mm.



Obr. 4.16: Znázornenie umiestnenia sviečky pri meraní optickej intenzity

4.3.2 Priemerovací faktor

Priame meranie optickej intenzity je náročné. Fyzikálny význam optickej intenzity je $[W/m^2]$ - je to veličina vzťahujúca sa k určitej ploche. Pre priame meranie intenzity by sme potrebovali nekonečne malú prijímaciu plochu (bodovú). Namiesto toho dokážeme merať varianciu optického výkonu vzťahujúcu sa k určitej konečnej ploche (v našom prípade veľkosť použitej štrbiny, ktorou sme si vymedzili veľkosť prijímacej apertúry). Pomer variancie optického výkonu získaného detektorom s konečnou prijímacou plochou a intenzity získanej bodovým prijímačom sa nazýva činiteľ priemerovania apertúry (aperture averaging factor) f_{AA} . Taktiež sa dá vyjadriť empirickým vzťahom pomocou parametrov optického zdroja a trasy laserového lúča [39]:

$$f_{AA} = \frac{\sigma_P^2}{\sigma_I^2} = (1 + 1,062 \cdot \frac{k \cdot D^2}{4L})^{-\frac{7}{6}}, \quad (4.6)$$

D predstavuje v tomto vzťahu priemer prijímacej apertúry a L je dĺžka trasy lúča. Pre f_{AA} platí $0 < f_{AA} < 1$. Bez vymedzenia malej plochy, cez ktorú môže svetlo lasera prenikať k detektoru, by sme v ideálnom prípade zmenu optického výkonu nezaznamenali, pretože jej celková hodnota je v čase konštantná (v reálnom prípade môže dôjsť pri turbulencii aj k väčšiemu rozptylu laserového zväzku, kedy významná časť optického výkonu na plochu detektora nedopadne, takže prijatý výkon nie je konštantný, viď podkapitola 2.6) [39]. Avšak aj napriek tomu, pre meranie variancie optického výkonu bola použitá vymedzovacia štrbina, aby sa fluktuácia výkonu prejavila v čo najväčšej miere.

4.3.3 Výpočet C_n^2

Štruktúrny parameter indexu lomu C_n^2 z nameraných hodnôt získame, ak ho vyjadríme zo vzťahu Rytovovej variancie (teoretický popis v kapitole 2.5):

$$C_n^2 = \frac{\sigma_{I,rel}^2}{K \cdot k^{\frac{7}{6}} \cdot L^{\frac{11}{6}}}. \quad (4.7)$$

Pri meraní boli použité štrbiny so štyrmi rôznymi veľkosťami (0,5; 1, 2, 3 mm). Pre každú bol vypočítaný činiteľ priemerovania apertúry f_{AA} . Príklad výpočtu pre apertúru s priemerom 1 mm podľa vzťahu 4.6 pre $\lambda = 632,8$ nm a $L = 5,38$ m:

$$f_{AA} = \left(1 + 1,062 \cdot \frac{k \cdot D^2}{4L}\right)^{-\frac{7}{6}} = \left(1 + 1,062 \cdot \frac{\frac{2\pi}{632,8 \cdot 10^{-9}} \cdot 1 \cdot (10^{-3})^2}{4 \cdot 5,38}\right)^{-\frac{7}{6}} = 0,576 \quad [-],$$

$$\sigma_{P,rel}^2 = \frac{\langle P^2 \rangle}{\langle P \rangle^2} - 1 = \frac{5,51 \cdot 10^{-12}}{(2,33 \cdot 10^{-6})^2} - 1 = 1,733 \cdot 10^{-2} \quad [-],$$

$$\sigma_{I,rel}^2 = \frac{\sigma_{P,rel}^2}{f_{AA}} = \frac{1,198 \cdot 10^{-2}}{0,576} = 3,005 \cdot 10^{-2} \quad [-].$$

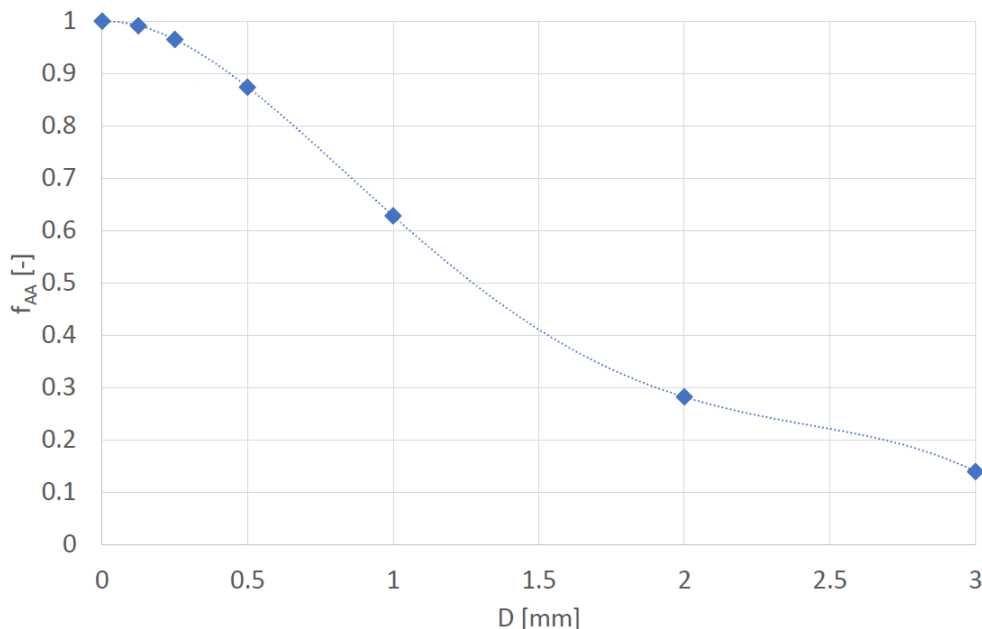
Podmienka $\sigma_{I,rel}^2 \ll 1$ je splnená. Vygenerované turbulencie sú dostatočne slabé na to, aby sme mohli túto metódu použiť (avšak sú takmer o 2 rády silnejšie ako turbulencie vygenerované vyhrievacím pásom – detailnejší popis merania v [10]). Rytovova variancia slúži na vyváženie nameraných výkonových rozdielov v meraniach s rôznymi veľkosťami apertúry. Je zrejmé, že čím väčšiu zbernú plochu použijeme, tým väčší výkon detekujeme. Rytovova variancia dáva do pomeru strednú hodnotu druhých mocnín nameraných hodnôt optického výkonu a druhú mocninu strednej hodnoty nameraného výkonu. Toto pomerové vyjadrenie potlačí vplyv prijímacej apertúry a zvýrazní vplyv turbulencií (rovnica 2.14).

$$C_n^2 = \frac{\sigma_{I,rel}^2}{K \cdot k^{\frac{7}{6}} \cdot L^{\frac{11}{6}}} = \frac{9,064 \cdot 10^{-12}}{1,23 \cdot \left(\frac{2\pi}{632,8 \cdot 10^{-9}}\right)^{\frac{7}{6}} \cdot 5,2^{\frac{11}{6}}} = 9,064 \cdot 10^{-12} \quad [m^{-2/3}]$$

Vypočítané hodnoty štruktúrnych parametrov indexu lomu z meraní pre všetky použité štrbiny sú uvedené v tabuľke 4.3. Tieto hodnoty presahujú interval charakteristický pre slabé turbulencie podľa Andrews ($\sim 10^{-12}m^{-2/3}$), tabuľka 2.1. Vypočítané hodnoty sú dokonca charakteristické pre veľmi silnú turbulenciu. Avšak Andrews popisuje experiment prebiehajúci počas 6-hodinového časového intervalu, využíva rozprestrený zdroj turbulencií (nie lokálny) a dĺžka trasy optického zväzku je niekoľkonásobne väčšia. Nezachytáva náhle zmeny v atmosfére. Experiment vykonaný v tejto práci popisuje krátkodobé atmosférické zmeny (časové rozpätie 2 minúty) na celkovej dĺžke trasy 5,38 m.

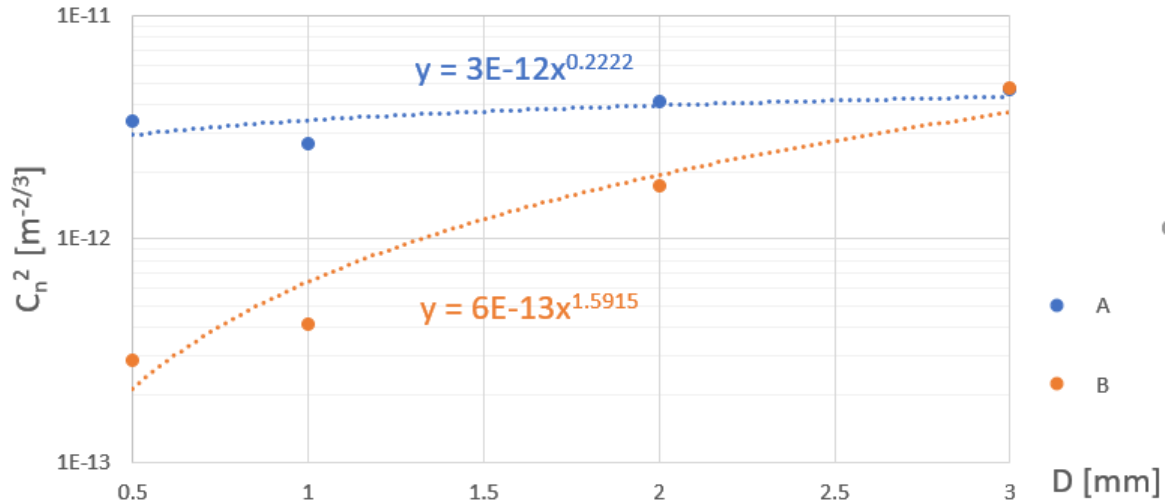
D [mm]	0,5	1	2	3
C_n^2 (A) [$\text{m}^{-2/3}$]	$3,87 \cdot 10^{-12}$	$3,06 \cdot 10^{-12}$	$4,73 \cdot 10^{-12}$	$5,35 \cdot 10^{-12}$
C_n^2 (B) [$\text{m}^{-2/3}$]	$3,29 \cdot 10^{-13}$	$4,74 \cdot 10^{-13}$	$2,00 \cdot 10^{-12}$	$5,47 \cdot 10^{-12}$

Tab. 4.3: Vypočítané hodnoty C_n^2



Obr. 4.17: Závislosť činiteľa priemerovania apertúry od veľkosti štrbiny pre $\lambda = 631,5 \text{ nm}$ a $L = 5,38 \text{ m}$

Na uvedených grafoch 4.17, 4.18 vidíme, že predpis pre krivku lineárnej regresie závislosti $C_n^2(D)$ pre umiestnenie zdroja turbulencií v bode A a B sa výrazne líši v mocnine x . Poloha lokálneho zdroja turbulencií má nezanedbateľný vplyv na výsledky metódy. Je potrebné zvoliť umiestnenie zdroja tak, aby závislosť $C_n^2(D)$ bola konštantná. Ďalším faktorom, ktorý ovplyvňuje presnosť je zdroj samotný. Sviečka je okrem tepelných fluktuácií aj zdrojom svetelných fluktuácií. Avšak jej nekoherentné žiarenie by malo mať minimálny vplyv na výkon prijatý detektorom. Navyše použitý detektor (Ophir Vega PD300-3W-v1 s fotodiodou) má nerovnakú citlivosť na žiarenie rôznych vlnových dĺžok, preto v menu pred začiatkom merania je potrebné nastaviť údaj o vlnovej dĺžke detekovaného žiarenia. Meradlo optickej intenzity má zabudované kalibračné krivky pre jednotlivé vlnové dĺžky, pretože nameraný údaj je frekvenčne závislý [42]. Pre určenie vplyvu vzdialenosti detektora od zdroja turbulencií je potrebné toto meranie zopakovať pre rôzne umiestnenia zdroja, prípadne použiť nesvietivý zdroj turbulencií (napríklad ventilátor).



Obr. 4.18: Závislosť štruktúrneho parametra indexu lomu od veľkosti štrbiny pre $\lambda = 631,5$ nm a $L = 5,38$ m (meracie body A, B viď obr. 4.16)

Najpodstatnejším zistením tohto experimentu je, že čím väčšiu prijímaciu apertúru použijeme, tým silnejšiu turbulenciu detekujeme vo výslednom prijatom optickom výkone. Ani s použitím Rytovovej variancie a činiteľa priemerovania apertúry v tomto experimente nedosahujeme rovnaké výsledky pre rôzne veľkosti apertúr. Vo všeobecnosti sa dá predpokladať, že pri analýze prenosového prostredia touto metódou je nutné určiť minimálnu možnú vzdialenosť (L_{min}) medzi detektorom a zdrojom turbulencií pre dosiahnutie nezávislosti C_n^2 na D ; tzn. dosiahnutie nulovej mocniny x v závislosti na obr. 4.18.

Ďalším významným javom, ktorý môže prispievať k neurčitosti výsledkov je putovanie zväzku v dôsledku odklonu na turbulentných nehomogenitách, ktoré sú väčšie ako priemer zväzku (tzv. beam wandering) [43].

Činiteľ priemerovania apertúry dosahuje svoje maximum pri priemere apertúry blížiacom sa k nule. To znamená, že meraný optický výkon sa blíži hodnote optickej intenzity. Veľkú hodnotu f_{AA} môžeme dosiahnuť napríklad maticovým detektorom, ktorý vyhodnocuje optický výkon v jednotlivých pixeloch. Veľkosť pixelov je dostatočne malá na to, aby sme zanedbali vplyv priemerovania apertúry. Takýto detektor môže byť realizovaný vo forme CCD chipu.

4.3.4 Určenie miery turbulencie meraním optickej intenzity CCD kamerou

Typ použitej kamery je Spiricon SP620U s vysokým rozlíšením (1600x1200 pixelov). Veľkosť jedného pixelu je $4,4 \mu\text{m} \times 4,4 \mu\text{m}$. Faktor priemerovania apertúry je

pre tento rozmer 0,99998899, čo pre potreby výpočtov môžeme jednoducho zaokrúhliť na 1. To znamená, že hodnotu Rytovovej variancie je možné vypočítať priamo z údajov nameraných CCD kamerou. Parameter C_n^2 bol stanovený pre 3 miery turbulencií:

1. neturbulentné prostredie
2. turbulencia generovaná výhrevným pásom
3. turbulencia generovaná lokálnym zdrojom

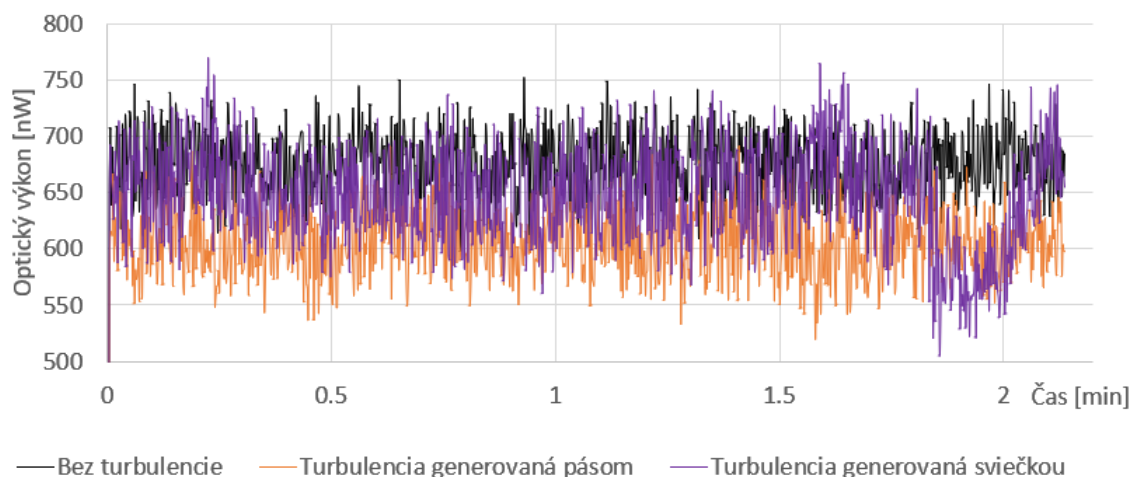
Užívateľské rozhranie pre danú kameru ponúka možnosť priameho časového záznamu z malej oblasti iba za cenu horšieho rozlíšenia kvôli binningu (zlučovaniu pixelov do segmentov). Tým strácame výhodu priameho merania optickej intenzity. Preto bolo meranie realizované pomocou ukladania veľkého množstva rámcov a hodnoty pre vybraný pixel boli z jednotlivých rámcov extrahované dodatočne. Takýto prístup je náročný predovšetkým na čas. Rámce boli zberané po dobu 140 sekúnd, čo odpovedá počtu 1024 rámcov. Z každého rámca bola vybraná hodnota optickej intenzity odpovedajúca pixelu uprostred ($x=800$, $y=600$). Samotné ukladanie 1024 rámcov trvá približne 40 minút. Následná extrakcia údajov pre vybraný pixel trvá približne 20 minút. Celé meranie bolo opakované pre zmienené tri miery turbulencie. Štruktúrny parameter indexu lomu bol vypočítaný opäť pomocou Rytovovej variancie 2.14 a vzťahu 4.7.

	Bez turbulencie	Vyhrievací pás	Lokálny zdroj
$\sigma_{I,rel}^2 [-]$	$24 \cdot 10^{-4}$	$29 \cdot 10^{-4}$	$65 \cdot 10^{-4}$
$C_n^2 [m^{-2/3}]$ (A)	$8,86 \cdot 10^{-13}$	$1,08 \cdot 10^{-12}$	$2,39 \cdot 10^{-12}$

Tab. 4.4: Vypočítané hodnoty C_n^2 (meranie CCD kamerou)

Tieto výsledky možno z princípu získavania považovať za presnejšie než výsledky merania integrálnym detektorom s využitím vymedzovacej štrbiny. Nie je tu prítomný vplyv empirickým vzťahom vypočítaného činiteľa priemerovania apertúry. Avšak, k nepresnostiam môže dochádzať kvôli šumu detektora (viac v sekcii 3.2.4) a časovému priemerovaniu detektora. Doba uzávierky jedného rámca je 30 μ s. Frekvencia ukladania dát je 6,7 Hz (pre 12-bitový mód detektora).

Časový priebeh optického výkonu je znázornený v nasledujúcom grafe. Priebehy sú zdanlivo zhodné. Líšia sa mierne v strednej hodnote. Preto kvantifikácia pomocou C_n^2 je vhodnou voľbou.



Obr. 4.19: Časový záznam optickej intenzity nameranej CCD kamerou v pixeli [800,600] po 24-hodinovej stabilizácii lasera

4.4 Určenie miery turbulencie z fluktuácií v polohe interferenčného maxima

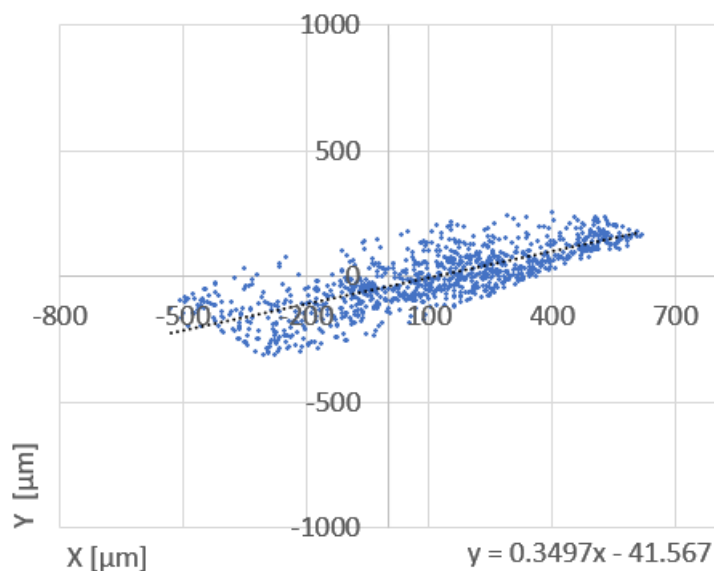
Pri konštrukcii Michelsonovho interferometra (obr. 4.1) je dôležité dbať na to, aby sa v každej vetve priamy a odrazený lúč šírili tou istou trasou (ich stopy sa musia prekrývať v priečnom reze kolmom na smer šírenia). Rovnaká podmienka platí pre lúč, šíriaci sa od deliča zväzku k detektoru. Dĺžka priamej aj referenčnej vetvy je rovnaká. Výsledkom správne naladeného interferometra je obrazec tvorený jedným interferenčným prúžkom [10]. Ďalej je potrebné eliminovať možné difrakcie na okrajoch optických súčiastok, ktoré by vo výsledku znamenali chyby merania. Laserový lúč sa nachádzal vo výške 16 cm nad pracovným stolom.

Na výstupe interferometra bola CCD kamera Spiricon SP620U s vysokým rozlíšením (1600x1200 pixelov). Uživatelské prostredie BeamGage Standard bolo použité pre ukladanie dát z kamery podobným spôsobom ako v predchádzajúcom meraní (sekcia 4.3.4). Pre generovanie turbulencií bol opäť použitý lokálny zdroj (sviečka). V prvej fáze merania bol pozorovaný drift interferenčného maxima prvého rádu po ploche detektora počas doby 7 minút v turbulencii aj bez nej.

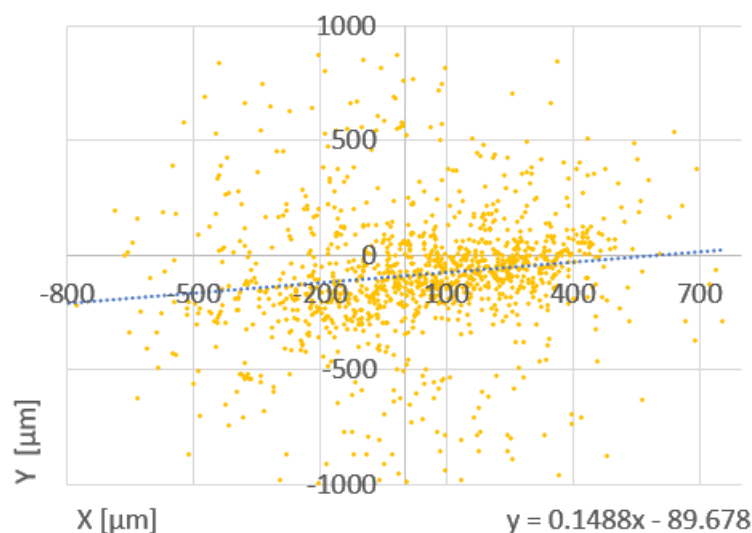
4.4.1 Postup merania

1. Najskôr bola určená poloha maxima interferenčného obrazca (interferenčný výkonový súčet, t.j. obe ramená interferometra boli využívané) pomocou nástroja Positional Stability (súčasť aplikácie BeamGage).

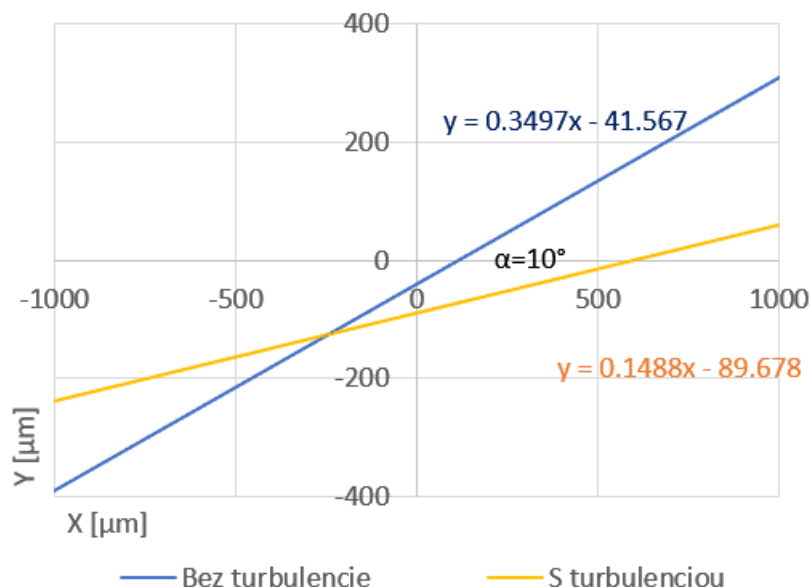
2. Detekcia maxima bola vykonaná pre prípad bez turbulencie a následne s turbulenciou generovanou lokálnym zdrojom tepla.
3. Polohy maxim boli zberané vždy počas priemernej doby 7 minút a celé meranie bolo opakované 2x (uvedený iba jeden príklad – zhodné výsledky).
4. Výsledky sú uvedené v nasledujúcich grafoch:



Obr. 4.20: Znázornenie pohybu interferenčného maxima po ploche CCD detektora bez turbulencie



Obr. 4.21: Znázornenie pohybu interferenčného maxima po ploche CCD detektora v turbulencii



Obr. 4.22: Priamky lin. regresie pre putovanie maxima po ploche CCD detektora

Nad získanými dátami bola prevedená lineárna regresná analýza ktorej výsledkom je aproximácia daných hodnôt priamkou pomocou metódy najmenších štvorcov [40]. Rovnica priamok je uvedená v grafoch. Pre turbulentný stav má táto priamka dvakrát pomalší nárast (obr. 4.22). Uhol medzi turbulentnou a neturbulentnou regresnou priamkou môže potenciálne slúžiť ako dôležitý kvantifikátor miery turbulencií. Avšak pre overenie tejto hypotézy je potrebné vykonať ďalšie merania. Z odchýliek skutočných hodnôt od priamky regresie boli vytvorené histogramy, v ktorých sú viditeľné charakteristické rozdelenia hustoty pravdepodobnosti výskytu (obr. 4.23 až 4.26). Pri detekcii bez prítomnosti tepelných turbulencií a aj s nimi pozorujeme pohyb maxima najmä v smere osi X. Môžeme dedukovať, že tento jav je spôsobený mechanickými vibráciami budovy, ktoré sú nezávislé od generovaných turbulencií. Avšak za prítomnosti tepelných turbulencií pozorujeme výrazné odchýlky v smere osi Y. Superpozíciou mechanických a tepelných vplyvov dochádza k zväčšeniu plochy výskytu maxima optického výkonu.

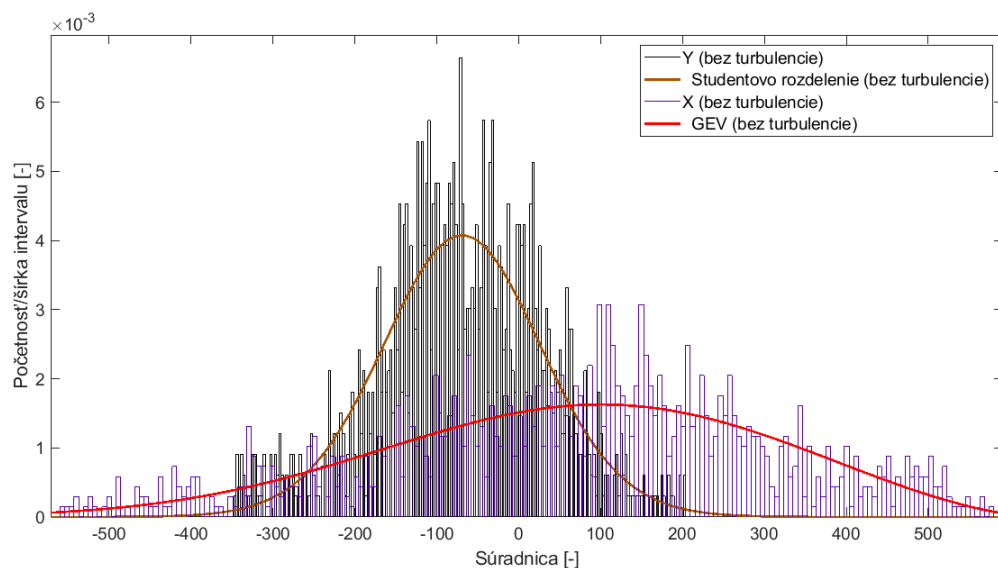
	σ^2	
	X	Y
Bez turbulencie	70104	14081
S turbulenciou	68884	80245

Tab. 4.5: Rozptyl polôh v smere X a Y

V smere osi X pozorujeme mierne vyšší rozptyl bez prítomnosti turbulencie.

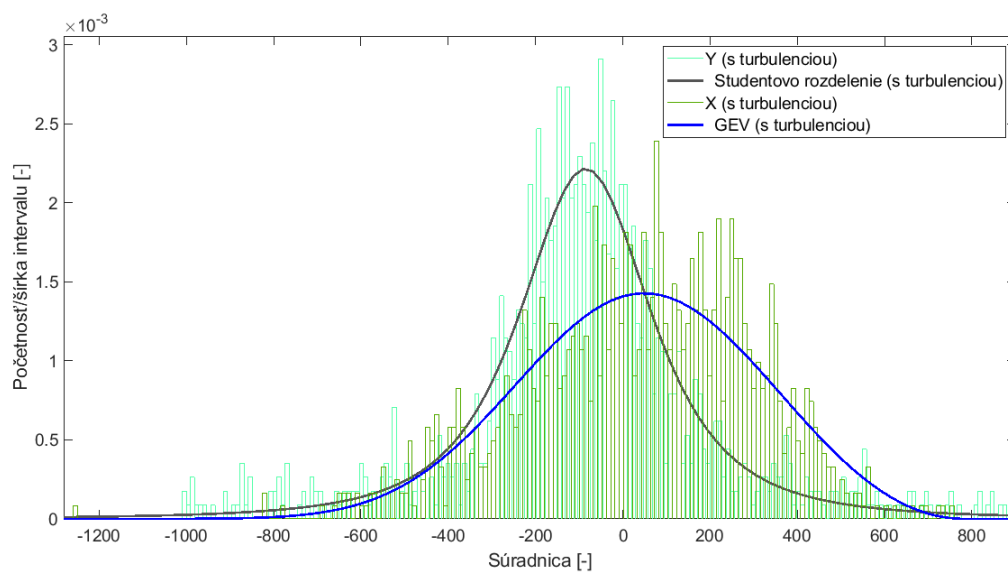
V smere osi Y je rozptyl v hodnotách bez turbulencie takmer 7-krát menší než s turbulenciou. Tieto fluktuácie v polohe detekovaného interferenčného maxima môžu byť spôsobené putovaním zväzku (tento jav bol načrtnutý v sekcii 4.3.3). Sviečka generuje tepelné víry o rôznych rozmeroch. Víry o veľkosti menšej ako je priemer zväzku spôsobia iba rozšírenie tohto zväzku, zatiaľ čo víry porovnateľné a väčšie ako priemer laserového zväzku spôsobia odklon od smeru šírenia. Vo výsledku pozorujeme rozšírený a odklonený zväzok [43]. Interferometrickým pozorovaním tento efekt iba zosilňujeme (pretože zosilňujeme citlivosť na turbulentné javy prostredníctvom dvojitého prechodu zväzku cez turbulentné prostredie).

Osi histogramov (obr. 4.23 až 4.26) udávajú polohu na detekčnej ploche CCD kamery (nula je stred) a na osi Y je hustota pravdepodobnosti daná početnosťou hodnôt v intervale vydelená šírkou intervalu histogramu. Histogramy boli vytvorené rovnakou metódou ako v sekcii 4.2.2. Fittovanie distribučnou krivkou bolo vytvorené na základe maximálnej hodnoty logaritmickéj vierohodnostnej funkcie (aplikácia dfittool – Matlab).

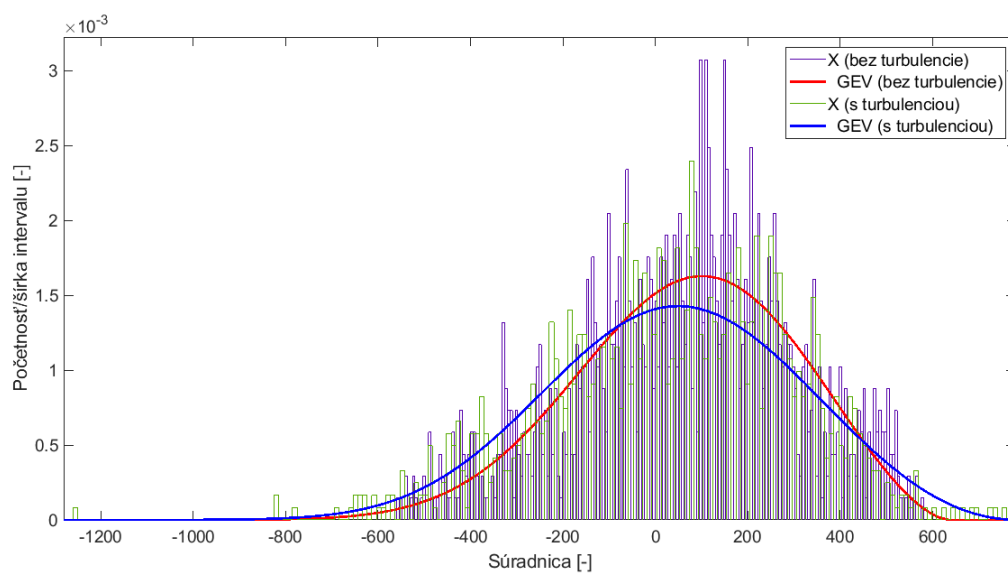


Obr. 4.23: Histogramy fluktuácie súradníc X a Y bez turbulencie

Histogram 4.23 zobrazuje skutočnosť, že rozptyl v súradnici X je výrazne väčší než v súradnici Y pre neturbulentné prostredie. Rovnaká tendencia ale platí aj v turbulentnom prostredí (obr. 4.24). Fluktuácie v smere X sú takmer nezávislé na miere tepelne generovanej turbulencie (čo dobre zobrazuje histogram 4.25, kde sú porovnané fluktuácie v smere súradnice X pre oba turbulentné stavy). Pozorovaný jav pravdepodobne súvisí s vplyvom mechanických vibrácií v budove.

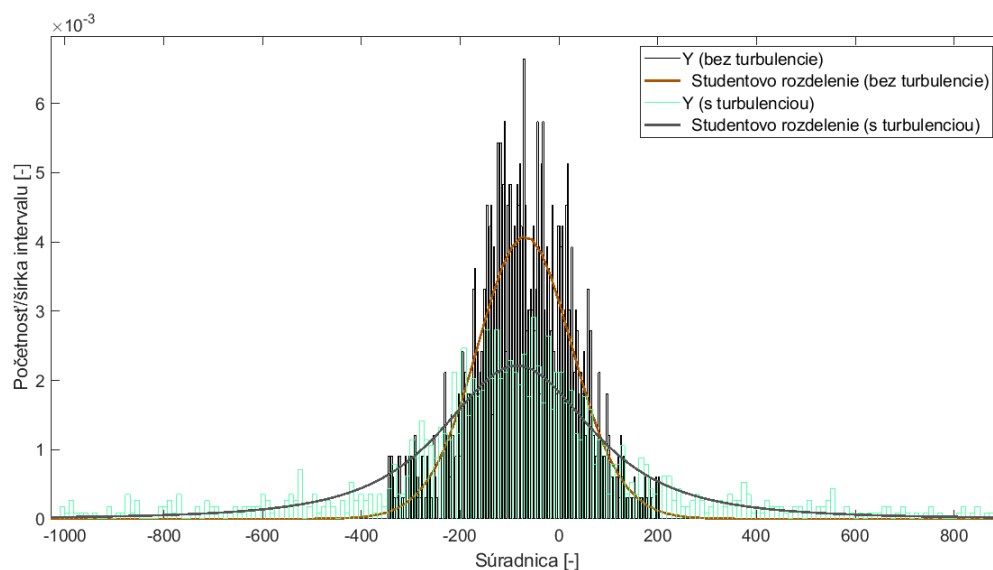


Obr. 4.24: Histogramy fluktuácie súradníc X a Y v turbulencii



Obr. 4.25: Histogramy fluktuácií súradnice X interf. maxima v turbulencii aj bez nej

Na histogramoch 4.26 sú vynesené fluktuácie interferenčného maxima v súradnici Y pre obidva turbulentné stavy. V tomto smere je viditeľný výrazný rozdiel v rozptyle hodnôt.



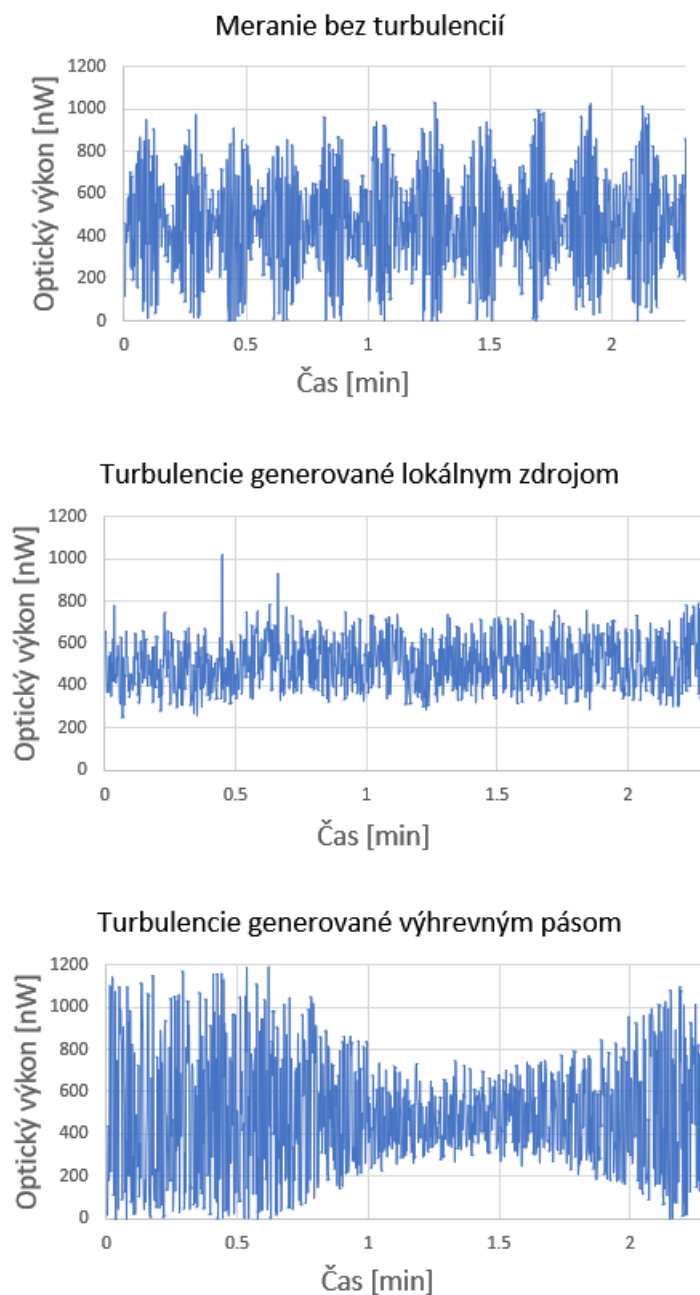
Obr. 4.26: Histogramy fluktuácií súradnice Y interf. maxima v turbulencii aj bez nej

4.5 Pozorovanie fluktuácií výkonového interferenčného súčtu detekovaného CCD kamerou v čase

Tento bod experimentu opäť využíva celú konštrukciu Michelsonovho interferometra. Pri meraní výkonového interferenčného súčtu v jednotlivých pixeloch boli pozorované nežiadúce pravidelné periodické výkyvy.

4.5.1 Výkonová nestabilita lasera

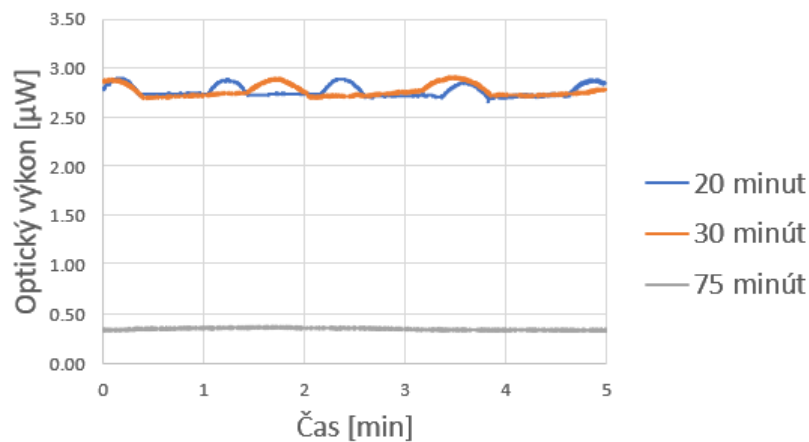
Časový priebeh optického výkonu získaného z prostredného pixelu CCD kamery (postup viď. sekcia 4.3.4) je znázornený v grafoch na obr. 4.27. Merania boli vykonávané po sebe v poradí: 1. bez turbulencie, 2. turbulencia generovaná lokálnym zdrojom, 3. turbulencia generovaná výhrevným pásom. Perióda fluktuácií sa predlžuje s časom, avšak pri turbulenciach lokálneho zdroja sa neprejavuje.



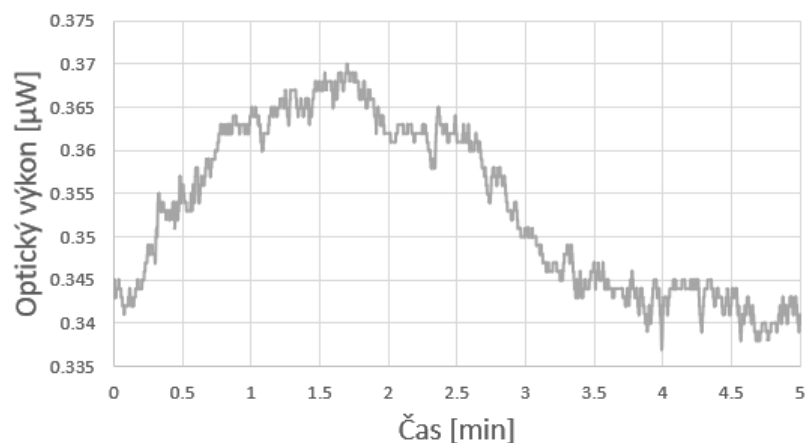
Obr. 4.27: Výkonové fluktuácie optického výkonu interferenčného obrazca v čase získané CCDkamerou

Najskôr bolo potrebné zistiť, čo je zdrojom týchto výkyvov. Pre vylúčenie CCD kamery bolo meranie zopakované s detektorom Ophir Vega PD300-3W-v1, ktorý získava integrálnu hodnotu optického výkonu cez celú prijímaciu plochu detektora. V tomto overení nebol skúmaný interferenčný súčet oboch vetiev, iba priamo výkon v meracej vetve. Okrem toho bol zaznamenaný čas uplynutý od zapnutia lasera. Pri meraní týmto detektorom bola použitá kruhová štrbina s priemerom 0,25 mm.

Výsledky sú uvedené na obr. 4.28 a 4.29. Fluktuácie boli stále prítomné. Dokonca ich perióda sa menila v čase. Všetko nasvedčovalo tomu, že fluktuácie vznikajú v laseri.



Obr. 4.28: Výkonové fluktuácie optického výkonu v meracej vetve v čase získané detektorom Vega



Obr. 4.29: Výkonové fluktuácie optického výkonu v meracej vetve v čase získané detektorom Vega (75 minút od zapnutia lasera)

Hodnoty optického výkonu kolísali v rozsahu cca 8%. Tento jav bol preskúmaný bližšie.

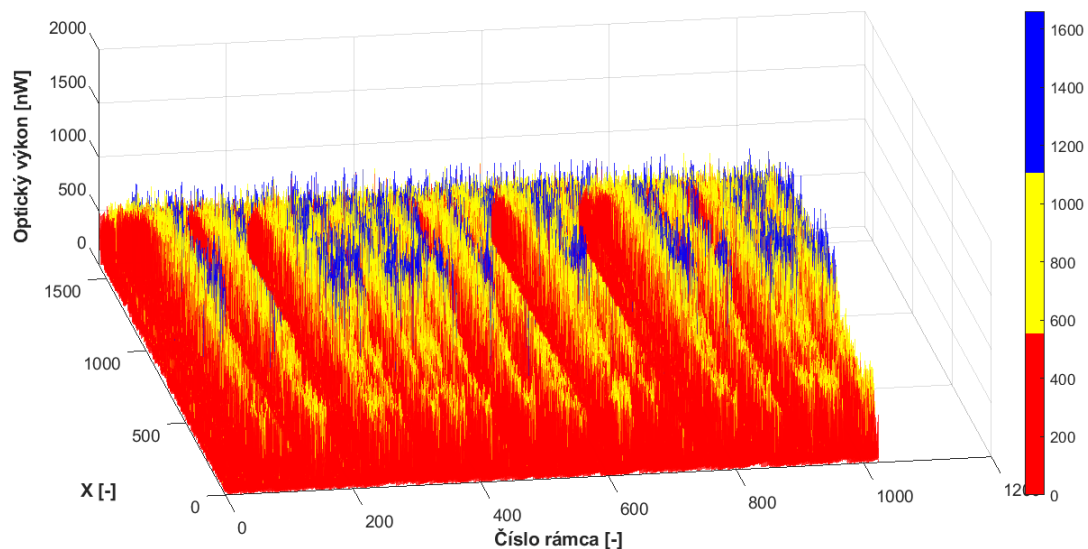
Čím dlhšie bol laser zapnutý, tým sa frekvencia zmenšovala, akoby sa laser blížil k ustálenému stavu. Avšak ani po 3 hodinách nedošlo k úplnej stabilizácii. Výrobca garantuje maximálny zahrievací čas 10 minút (pre dosiahnutie 95 % maximálneho

výkonu). Taktiež garantuje 2,5 % teplotný drift, čo taktiež nie je v súlade s pozorovanými fluktuáciami, ktoré nadobúdali viac než 8 % [44]. Táto skutočnosť nasvedčuje tomu, že laser neodpovedá parametrom udávaným výrobcom. Fakt, že samotný laser zanáša nežiadúce fluktuácie do meraní, je veľmi nepriaznivý pri skúmaní turbulencií. Avšak meranie bolo zopakované pre laser po takmer 24-hodinovej zahrievacej dobe, kedy sa dá povedať, že bol dosiahnutý ustálený stav.

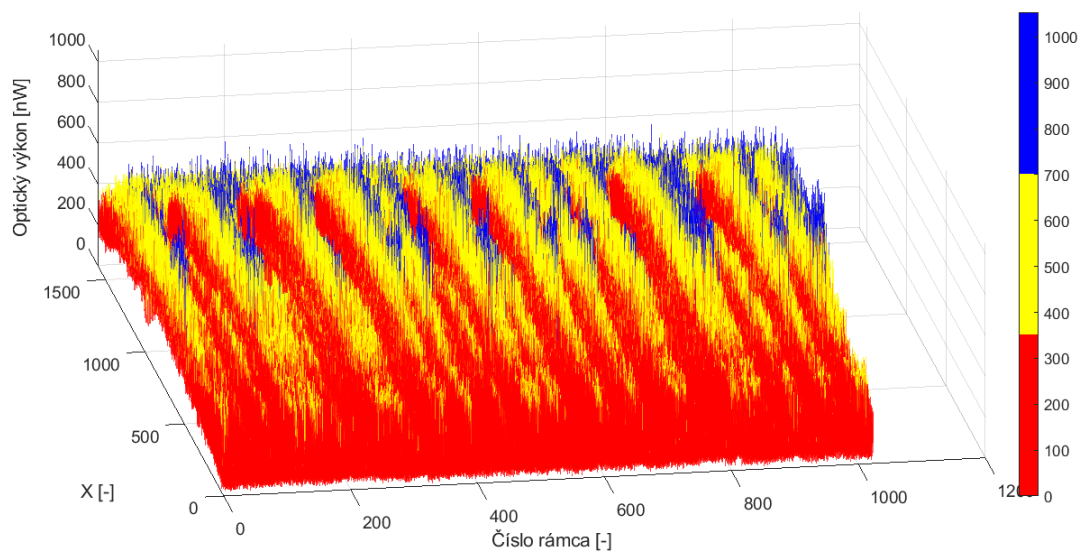
4.5.2 Vizualizácia turbulencií v interferenčnom obraze

Dáta získané z CCD kamery boli spracované v programe Matlab. 1024 rámcov zbieraných po dobu 140 sekúnd bolo spracovaných do trojrozmerných grafov, v ktorých je znázornený vždy jeden rad pixelov (rad podľa osi X) a jeho vývoj v čase. V grafoch je časová os reprezentovaná poradím rámcu (1024 rámcov sa ukladalo s periodou približne 143 ms, čo odpovedá celkovému času 140 sekúnd). Pre lepšiu prehľadnosť sú uvedené pohľady na časovú (obr. 4.30) a priestorovú (4.31) os samostatne. Dáta boli merané pri dostatočne stabilizovanom laseri. Interferenčné obrazce a ich vývoj v čase vykazujú značnú periodicitu. V mieste merania dochádza k zmene detekovaného signálu kvôli pohybu interferenčných pruhov po ploche detektora vplyvom turbulentného prostredia. Podľa intenzity a typu turbulencie sa mení perióda týchto výkyvov. Turbulencie generované lokálnym zdrojom sa prejavujú s najmenšou frekvenciou. Dá sa predpokladať, že v neturbulentnom a pásom vyhrievanom vyprostredí vidno prejav pravidelných mechanických vibrácií budovy. Avšak turbulencia lokálneho zdroja prehĺbuje tento efekt. Hodnoty zotrvávajú v maximách a minimách po dlhšiu dobu.

Obrázok 4.30 zobrazuje zmenu optického signálu v čase bez prítomnosti umelo generovaných turbulencií. Perióda poklesov je premenlivá. Interferometer je citlivý aj na slabé záchvevy budovy. Hodnota 1200 nW (modrá farba) je prekročená najmä uprostred interferenčného obrazca, kde je prevažne zachované interferenčné maximum.



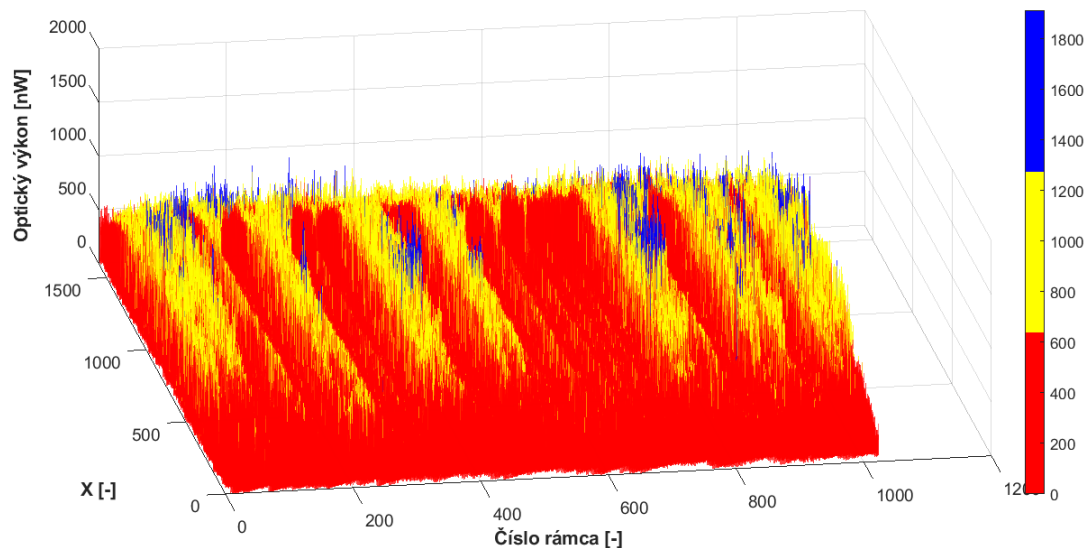
Obr. 4.30: Časový rozvoj optického výkonu prijímaného prostredným radom pixelov detektora (bez turbulencií)



Obr. 4.31: Časový rozvoj optického výkonu prijímaného prostredným radom pixelov detektora (turbulencia generovaná pásom)

Obrázok 4.31 zobrazuje opäť zmenu optického signálu v čase pri prechode laserového zväzku cez prostredie, v ktorom sú turbulencie generované výhrevným pásom

(kapitola. 4.2). Perióda poklesov v detekovanom výkone sa javí pravidelnejšia a kratšia než v prípade bez turbulencie. Maximum detekovaného výkonu je značne menšie než v prípade bez turbulencie. Generované víry sú menšie a preto tu zohráva väčšiu rolu rozšírenie zväzku než jeho putovanie (odklon od pôvodného smeru). To je spojené s rozložením rovnakej hodnoty optického výkonu, ako v predošlom prípade, do väčšej plochy.

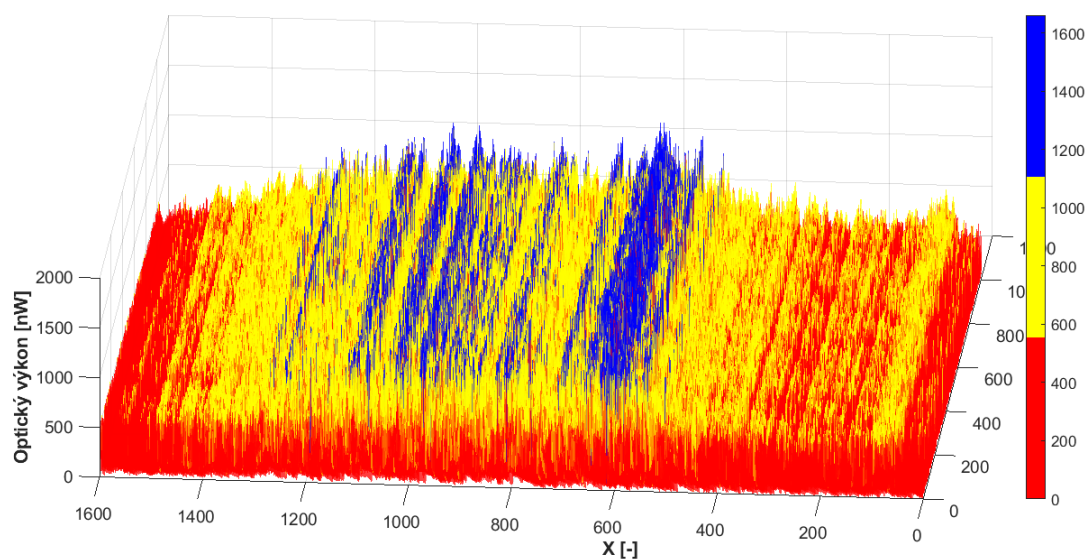


Obr. 4.32: Časový rozvoj optického výkonu prijímaného prostredným radom pixelov detektora (turbulencia generovaná sviečkou)

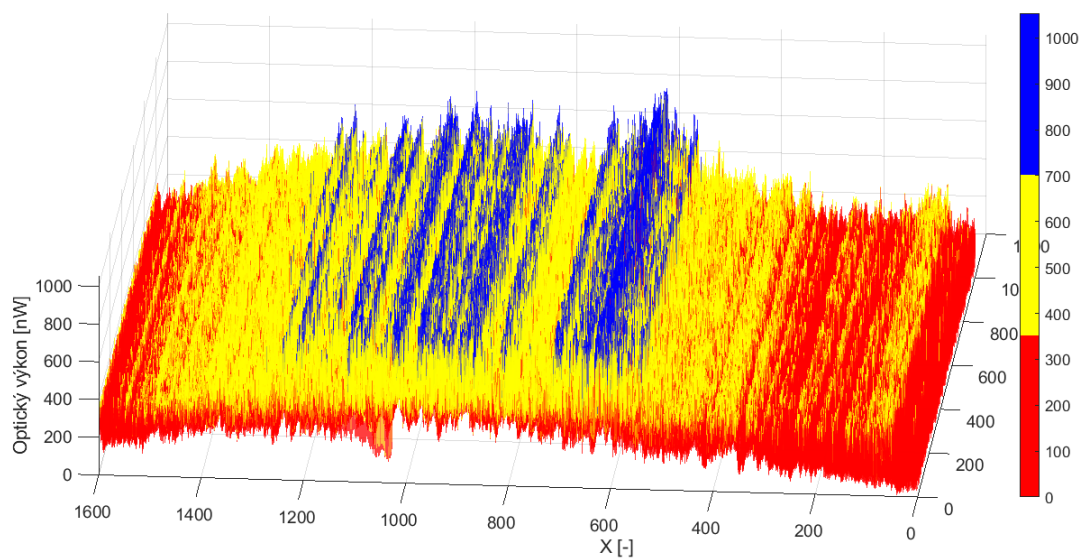
Obrázok 4.32 zobrazuje priebeh optického výkonu zväzku prechádzajúceho prostredím s lokálnym zdrojom turbulencií. Takýto zdroj vytvára väčšie turbulentné víry, ktoré spôsobujú odklon celého zväzku, čo je príčinou javu putovania zväzku. Dlhšie zotrvanie v nízkych hodnotách je spôsobené úplným odklonom maxima zväzku. V priebehu je vidieť, že turbulentný jav výrazne prekrýva vibrácie budovy.

Nasledujúce grafy zobrazujú vyššie spomínané javy z iného pohľadu. Grafy sú orientované tak, aby bolo vidno priestorovú zmenu interferenčného obrazca v čase. Pri porovnaní grafu 4.33 a 4.34 vidno, že maximálne detekované hodnoty boli znížené pre turbulenciu generovanú pásom, avšak väčšie množstvo nameraných výkonov sa pohybuje v strednej oblasti (žltá), táto skutočnosť môže byť vysvetlená rozšírením laserového zväzku prechodom skrz turbulentné víry menšie ako polomer zväzku. Na poslednom grafe (obr. 4.35) je pozorované rozptýlenie interferenčného obrazca vplyvom turbulencie generovanej sviečkou. Extrémne hodnoty výkonu sú vyššie v

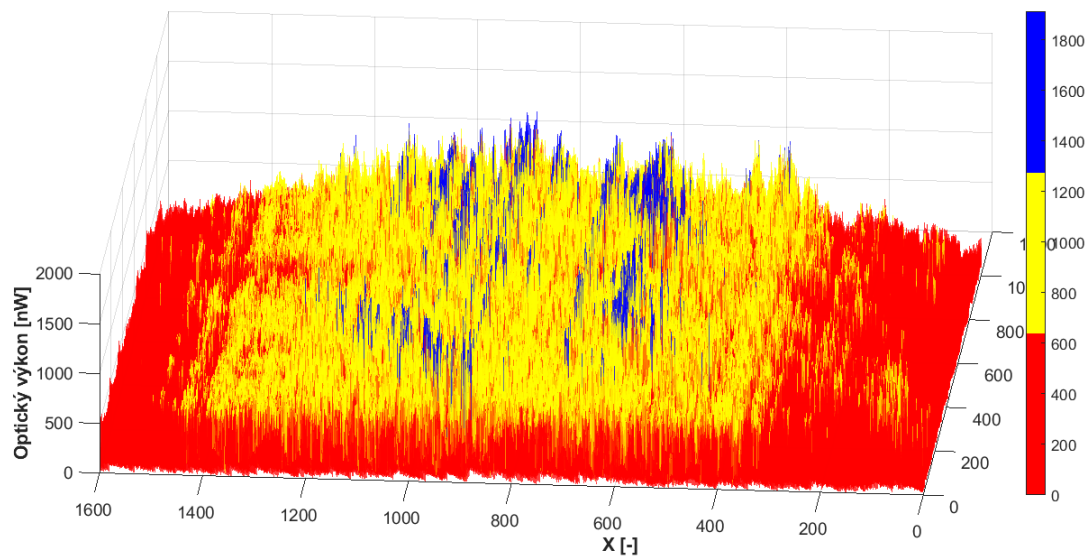
porovnaní s predošlými prípadmi, avšak je ich menej a výrazne sa prejavuje odklon zväzku od pôvodného smeru.



Obr. 4.33: Časový rozvoj interferenčného obrazca (bez turbulencie) – vývoj interferenčného obrazca v čase



Obr. 4.34: Časový rozvoj interferenčného obrazca (turbulencia generovaná pásom) – vývoj interferenčného obrazca v čase



Obr. 4.35: Časový rozvoj interferenčního obrazca (turbulencia generovaná svíčkou)
– vývoj interferenčního obrazca v čase

5 Výsledky práce

V experimentálnej časti tejto diplomovej práce boli bližšie overené rôzne turbulentné javy, ktoré sa odohrávajú v atmosfére. Najskôr bolo vykonané meranie teplôt v siedmych miestach pozdĺž trasy meracej vetvy interferometra (podkapitola 4.2). V týchto miestach bol vypočítaný štruktúrny parameter indexu lomu C_n^2 , ako dôležitý kvantifikátor pre určovanie sily atmosférických turbulencií. Meranie a výpočet boli vykonané pre neturbulentné prostredie a tiež pre slabé turbulentné prostredie, kde tepelná turbulencia bola generovaná výhrevným pásom (nárast teploty vzduchu o 2°C). Pre výpočet bola využitá Kolmogorovova metóda. Miera generovanej turbulencie bola približne o jeden rád vyššia než v prípade bez turbulencie. Ďal-

	Bez vyhrievania		S vyhrievaním	
	Min	Max	Min	Max
$C_n^2[m^{-2/3}]$	$1,64 \cdot 10^{-16}$	$3,63 \cdot 10^{-15}$	$1,96 \cdot 10^{-16}$	$1,28 \cdot 10^{-14}$

Tab. 5.1: Zhrnutie výsledkov C_n^2 – teplotné meranie

ším prínosom práce bolo zistenie, že pre hodnoty teplôt namerané po dobu 7 minút (s frekvenciou merania 8 Hz) v turbulentnom aj neturbulentnom stave (generovanom výhrevným pásom) existujú charakteristické krivky štatistických rozdelení. Pre neturbulentné prostredie je to predovšetkým Buurovo rozdelenie, pre danú mieru turbulencie prevládalo Studentovo, v okrajových častiach turbulentnej komory GEV (zovšeobecnené rozdelenie extrémnych hodnôt).

V ďalšom bode experimentu bol pozorovaný vplyv lokálneho zdroja turbulencií na prijatý optický signál. Opäť bol ako kvantifikátor použitý C_n^2 . Bola overená jeho závislosť na veľkosti prijímacej apertúry a taktiež závislosť na vzdialenosti zdroja turbulencií od detektora. So zväčšujúcou sa apertúrou (D) narastá aj hodnota C_n^2 . Tu narážame na chybu metódy. Je citlivá na podmienky merania, konkrétne na umiestnenie zdroja turbulencií. Pre vzdialenosť $|zdroj - detektor| = 2$ m narastá táto nepresnosť s mocninou $D^{0,222}$. Pre vzdialenosť $|zdroj - detektor| = 30$ cm nepresnosť narastá s $D^{1,592}$. V ideálnom prípade by sme dosiahli hodnotu exponentu 0 (D^0). Pre čo najmenšiu závislosť na veľkosti apertúry je potrebné umiestniť lokálny zdroj do vzdialenosti väčšej ako 2 m od detektora (pre daný detektor a zdroj turbulencií, použitý v tomto experimente). Pre meranie v iných podmienkach s iným zariadením je potrebné zabezpečiť minimálnu vzdialenosť $|zdroj - detektor| = L_{min}$ pre dosiahnutie nulovej závislosti na veľkosti apertúry.

Toto meranie bolo vykonané s využitím integrálneho detektora. Podobné meranie bolo zopakované s CCD detektorom, ktorým dokážeme merať optický výkon

D [mm]	0,5	1	2	3
C_n^2 (A) [$\text{m}^{-2/3}$]	$3,87 \cdot 10^{-12}$	$3,06 \cdot 10^{-12}$	$4,73 \cdot 10^{-12}$	$5,35 \cdot 10^{-12}$
C_n^2 (B) [$\text{m}^{-2/3}$]	$3,29 \cdot 10^{-13}$	$4,74 \cdot 10^{-13}$	$2,00 \cdot 10^{-12}$	$5,47 \cdot 10^{-12}$

Tab. 5.2: Vypočítané hodnoty $C_n^2 - |A, \text{detektor}| = 2 \text{ m}$, $|B, \text{detektor}| = 30 \text{ cm}$

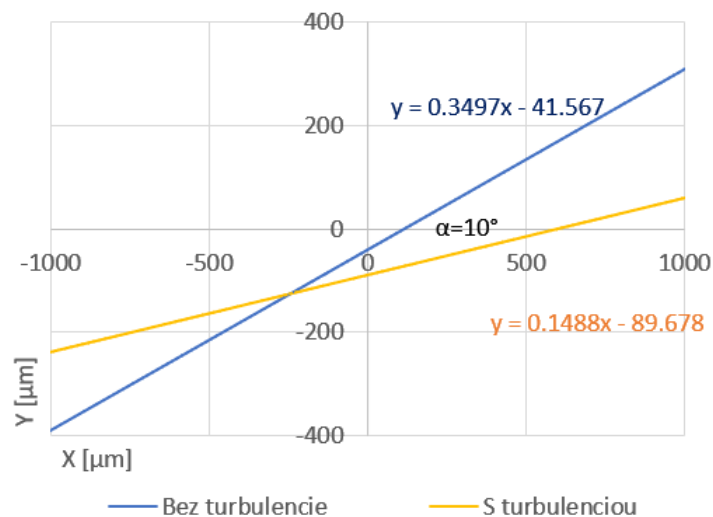
z veľmi malej plochy, takže je možné zanedbať vplyv priemerovania apertúry. Z využítím daného softvéru bolo toto meranie časovo náročné, kvôli dlhej dobe ukladania rámcov s vysokým rozlíšením.

	Bez turbulencie	Vyhrievací pás	Lokálny zdroj
$C_n^2[\text{m}^{-2/3}]$ (A)	$8,86 \cdot 10^{-13}$	$1,08 \cdot 10^{-12}$	$2,39 \cdot 10^{-12}$

Tab. 5.3: Vypočítané hodnoty C_n^2 (meranie CCD kamerou)

Určovanie miery turbulencie pomocou teplôt je vhodné v prízemných častiach, avšak získať touto metódou vertikálny profil je technicky náročné. Určenie miery turbulencie pomocou Rytovovej variancie získanej z optického výkonu dáva spoľahlivé výsledky pre ovplyvnenie laserového zväzku lokálnym zdrojom turbulencií za predpokladu, že zdroj turbulencií je v dostatočnej vzdialenosti od detektora. Túto podmienku je potrebné zabezpečiť pred skúmaním prenosovej trasy optického zväzku s použitím konkrétneho integrálneho detektora, s konkrétnym zdrojom turbulencií meraním s rôznymi apertúrami.

Ďalší spôsob, pre určenie miery ovplyvnenia optického zväzku turbulenciami využíva Michelsonov interferometer. V tejto metóde je pozorovaná plošná fluktuácia interferenčného maxima. Na detekovaných polohách maxima bola vykonaná lineárna regresná analýza. Uhol medzi priamkami lineárnej regresie vykonanej na plošných fluktuáciách maxima môže potenciálne slúžiť ako významný kvantifikátor miery turbulencií. Pre overenie tejto hypotézy je potrebné vykonať ďalšie merania, ktoré budú sledovať rôzne miery turbulencie a ich príslušný odklon od neturbulentného stavu.



Obr. 5.1: Priamky lin. regresie pre putovanie maxima po ploche CCD detektora

Ďalším prínosom tejto práce bolo zistenie, že laboratórny laser (He-Ne) nespĺňa špecifiká udávané výrobcom. Doba stabilizácie je niekoľkonásobne dlhšia (približne 5 hodín) a teplotný drift je o 5,5 % väčší, než udáva výrobca.

Posledná časť experimentu bola venovaná sledovaniu interferenčného obrazca a jeho vývoju v čase pre tri miery turbulentného prostredia. Táto časť popisuje najmä jav putovania zväzku a rozšírenia priemeru zväzku na základe vizualizácie nameraných hodnôt optického výkonu CCD detektorom.

6 Záver

Táto diplomová práca sa zaoberá možnosťami kvantifikácie atmosférických turbulencií nielen interferometrickým meraním, ale aj pomocou teplotného a výkonového merania. Degradácia optického signálu je závažným problémom s ktorým je nutné rátať pri navrhovaní optického bezdrôtového spoja. V tejto práci je uvedený štatistický rozbor prenosového prostredia takýchto systémov. Taktiež je načrtnutý spôsob interpretácie vplyvu rôznych turbulentných javov v detekovanom signále.

V prvej kapitole bolo pojednávané o význame bezdrôtových optických systémov, ich výhodách, nevýhodách a súčasnom vývoji. V ďalšej kapitole bola popísaná atmosféra ako nestacionárne turbulentné prostredie a zároveň najväčšia prekážka brániaca vývoju FSO systémov. Motivácia tejto diplomovej práce je objasnená práve v týchto dvoch kapitolách.

Práca postupne prechádza do teoretických a matematických princípov (kapitola 2 a 3), ktoré sú k dispozícii pre určovanie miery ovplyvnenia optického signálu turbulenciami. Je tu popísaná konštrukcia Michelsonovho interferometra, zvoleného ako vhodný prostriedok pre pozorovanie vplyvu turbulentných javov.

Štvrtá kapitola je najrozsiahlejšia a detailne popisuje priebeh experimentov s turbulentnou komorou, generovaním turbulencií a využívanie vhodných detektorov pre jednotlivé metódy. Taktiež sú tu popísané niektoré technické nedostatky, či už využívaných zariadení, alebo samotných priestorov. Okrem toho sú tu uvedené návrhy pre ďalšie pokračovanie výskumu.

Dôležité zistenia sú zhrnuté v nasledujúcich odstavcoch:

Určovanie štruktúrneho parametra indexu lomu pozdĺž trasy optického spoja pri naša presné určenie miery turbulencie, avšak vytvorenie vertikálneho profilu optického spoja je technicky náročne vykonateľné bez aditívnych turbulencií. Taktiež je potrebné preskúmať vplyv vzájomnej vzdialenosti teplotných sond. Podstatou experimentu je to, aby sa sondy nachádzali vnútri turbulentnej cely. Jej priemer je ale závislý na viskozite a miere disipácie. Rôzne zloženie vzduchu vytvára teda aj turbulentné cely rôznych veľkostí. Teplotné meranie v bodoch pozdĺž optickej cesty sa vyznačovalo charakteristickými štatistickými rozdeleniami – pre neturbulentné prostredie Buurovo rozdelenie, pre turbulentné najmä Studentovo, no v závislosti od geometrie turbulentnej komory aj zovšeobecnené rozdelenie extrémnych hodnôt a Buurovo. Pri meraní vplyvu lokálneho zdroja turbulencií bol overený vplyv činiteľa priemerovania apertúry. So zväčšujúcou sa prijímacou apertúrou sa zvyšuje citlivosť metódy využívajúcej Rytovovu varianciu optického výkonu pre výpočet štruktúrneho parametra indexu lomu. Vhodným detektorom je v tomto prípade CCD kamera, ktorá zbiera údaje z veľmi malej plochy jedného pixelu. Avšak pre použitý typ kamery a danú úroveň presnosti je táto metóda náročná na čas. Interferometrické

meranie ukázalo, že poloha interferenčného maxima fluktuuje vplyvom atmosférickej turbulencie predovšetkým v smere osi Y. Na záver bola vytvorená vizualizácia fluktuácií interferenčného výkonového súčtu.

Táto práca poskytuje základ pre analýzu prenosových prostredí pre optické komunikačné systémy. Kľúčovým bodom pri návrhu takýchto spojov je vytvorenie štatistickej analýzy prostredia kvôli zisteniu percentuálnej dostupnosti a spoľahlivosti týchto systémov v čase (za deň, za rok atď.). Každý rozptyl, či útlm signálu môže mať fatálny dopad na prenášané informácie. Najmä u koherentných systémov je to obzvlášť kritické kvôli fázovej synchronizácii.

Literatúra

- [1] S. ZVANOVEC, P. CHVOJKA, P. A. HAIGH a Z. GHASSEMLOOY *Visible Light Communications towards 5G* [online]. Radioengineering. Společnost pro radioelektronické inženýrství: 2015, [cit. 30. 01. 2019]. Dostupné z URL: <<https://doaj.org/article/93f47e4ed49c43e0b775c29c7c891718/>> DOI: 10.13164/re.2015.0001. ISSN 1210-2512.
- [2] HARTLEY, R. v. l. *Transmission of information*. The Bell System Technical Journal [online]. American Telephone and Telegraph Company, 1928, 7(3), 535-563 [cit. 2019-04-28]. DOI: 10.1002/j.1538-7305.1928.tb01236.x. ISSN 0005-8580.
- [3] WILFERT, O. *Kvantová a laserová elektronika* Urel VUT v Brně, 2012. [cit. 30. 01. 2019].
- [4] *Space Laser Communication: Brief History* [online]. 2001, [cit. 31. 01. 2019]. Dostupné z URL: <https://en.wikipedia.org/wiki/Laser#cite_note-65>.
- [5] SAITO, F, O WADA a H YAJIMA *Femtosecond technology: from basic research to application prospect* xxiii, 426 s. New York: Springer, 1999. ISBN 3-540-65996-X.
- [6] HUDCOVÁ, L. *Metoda stanovení charakteristik atmosférického přenosového prostředí v optické oblasti spektra* Vysoké učení technické v Brně. Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2010.
- [7] SALEH, Bahaa E. A. a Malvin Carl TEICH. *Fundamentals of photonics*. New York: John Wiley, 1991, xviii, 966 s. : il. ISBN 0-471-83965-5.
- [8] O. WILFERT, P. BARCIK a Z. KOLKA. *Fully Photonic Wireless Link for Transmission of Synchronization Signals*. Signals. Radioengineering [online]. Společnost pro radioelektronické inženýrství, 2016, 25(1), 18-25 [cit. 2019-01-19]. DOI: 10.13164/re.2016.0018. ISSN 1210-2512. [cit. 31. 01. 2019]. Dostupné z URL: <<https://doaj.org/article/f32def54dd084e12b5685705b5401e8a>>.
- [9] KHALIGHI, Mohammad ali a Murat UYSAL. *Survey on Free Space Optical Communication: A Communication Theory Perspective*. IEEE Communications Surveys & Tutorials [online]. IEEE, 2014, 16(4), 2231-2258 [cit. 2019-05-10]. DOI: 10.1109/COMST.2014.2329501.

- [10] DĚCKÁ, Klára. *Interferometrické měření fázových změn optického svazku v turbulenci*. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2018.
- [11] ROUSE, Margaret. *Last-mile technology*. In: *Search networking Tech target* [online]. 2005 [cit. 2018-10-26]. Dostupné z URL: <https://searchnetworking.techtarget.com/definition/last-mile-technology>.
- [12] JAVŮREK, Karel. *Facebook zrušil projekt vlastních dronů, které měli obstarávat internet v rozvojových zemích*. In: *Connect.zive* [online]. 2018, 28. jún 2018 [cit. 2018- 11-04]. Dostupné z URL: <https://connect.zive.cz/clanky/facebook-zrusil-projekt-vlastnich-dronu-ktere-mely-obstaravat-internet-vrozvojovych-zemich/sc-320-a-1938>.
- [13] ESMAIL, Maged Abdullah. *Investigation and Demonstration of High Speed Full-Optical Hybrid FSO/Fiber Communication System Under Light Sand Storm Condition*. *Photonics Journal*, IEEE [online]. USA: IEEE, 2017, 9(1), 1-12 [cit. 2019- 01-19]. DOI: 10.1109/JPHOT.2016.2641741.
- [14] *Teorie chaosu*. In: *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001-, 26.10.2004 [cit. 2018-11-28]. Dostupné z URL: https://cs.wikipedia.org/wiki/Teorie_chaosu.
- [15] AUBRECHT, Ondřej. *Studium profilu strukturního parametru indexu lomu v atmosféře*. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2012.
- [16] *Rayleigh scattering*. In: *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001-, 1.11.2001 [cit. 2018-11-28]. Dostupné z URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Rayleigh_scattering.
- [17] MAHA, Achour. *Free-Space Optics Wavelength Selection: 10 μ Versus Shorter Wavelengths*. *Journal of Optical Networking* [online]. 2003, , 15 [cit. 2019-05-06]. Dostupné z URL: <http://www.fso.wz.cz/FSO-10umversus1um.pdf>.
- [18] CLARK, Roger. N. *Spectroscopy of Rocks and Minerals, and Principles of Spectroscopy: Manual of Remote Sensing*. In: *USGS: US Geological Survey* [online].

- New York: John Wiley, 1999 [cit. 2018-11-28]. Dostupné z URL:
<https://speclab.cr.usgs.gov/PAPERS.refl-mrs/refl4.html>.
- [19] *Reynolds Number Calculations*. In: HydroFloTech [online]. St Charles, IL 60174 [cit.2019-01-20]. Dostupné z URL:
<http://www.hydroflotech.com/reynolds-number-calculations>
- [20] *Laminar flow with ggplot2 and gganimate*. In: The Data Daily [online]. 2018 [cit. 2019-05-06]. Dostupné z URL:
<http://grjenkin.com/articles/category/data-visualization/907608/laminar-flow-with-ggplot2-and-gganimate>
- [21] ANDREWS, Larry C a Ronald L PHILLIPS. *Laser beam propagation through random media*. Bellingham: SPIE Optical Engineering Press, 1998, 433 s. ISBN 0-8194-2787-X.
- [22] *Andrej Nikolajevič Kolmogorov*. In: Wikipedia: the free encyclopedia [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001-, 11.12.2005 [cit. 2018-12-08]. Dostupné z URL:
https://cs.wikipedia.org/wiki/Andrej_Nikolajevič_Kolmogorov
- [23] KHAN, Latif ullah. *Visible light communication: Applications, architecture, standardization and research challenges*. In: Digital Communications and Networks [online]. Elsevier B.V, 2017, 3(2), 78-88 [cit. 2019-01-20]. DOI: 10.1016/j.dcan.2016.07.004. ISSN 2352-8648.
- [24] BARCIK, Peter, Lucie HUDCOVA a Otakar WILFERT. *Influence of the atmospheric turbulence on the laser beam* [online]. IEEE, 2013, 2013, , 83-86 [cit. 2019-01-07]. DOI: 10.1109/NOC-OCI.2013.6582872. ISBN 978-1-4673-5823-1. z URL:
<http://ieeexplore.ieee.org/document/6582872/>
- [25] MUELLER, Chris *Frequency dependence of the speed of light in air* [online]. [cit. 2019-05-06] Dostupné z URL:
<https://physics.stackexchange.com/q/168160/>.
- [26] CÍSAŘ, David. *Vliv atmosférických turbulencí na intenzitní profil laserového svazku* [online]. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2009 [cit. 2019-01-08]. Dostupné z URL:
<http://hdl.handle.net/11012/8946/>.

- [27] WILFERT, Otakar. *Optoelektronika: přednášky*. Brno: VUT FEKT, 2002, 121 s. ISBN 80-214-2264-5.
- [28] POLANSKÝ, David. *Koherence laserového svazku v turbulentní atmosféře*. Brno: Vysoké učení technické v Brně. Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2011.
- [29] *Mirror*. In: Wikipedia: the free encyclopedia [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2019, 2001-11-15 [cit. 2019-01-24]. Dostupné z URL: <https://en.wikipedia.org/wiki/Mirror/>.
- [30] OSENBACH, Kate. *Optical coating: Overview*. Thorlabs [online]. 2014 [cit. 2019-05-06]. Dostupné URL: https://www.thorlabs.com/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=5840/.
- [31] HUDCOVÁ, Lucie. *Základy optických komunikací a optoelektronika: 5. Optické komponenty a jejich popis*. In: <https://moodle.vutbr.cz/> [online – elearning VUT]. Brno [cit. 2019-01-24].
- [32] *Beam splitter*. In: Wikipedia: the free encyclopedia [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2019, 2004-04-07 [cit. 2019-01-24]. Dostupné z URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Beam_splitter.
- [33] *Encyklopedie fyziky: CCD - základní princip*. Encyklopedie fyziky [online]. 2019 [cit. 2019-05-09]. Dostupné z URL: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/748-ccd-zakladni-princip>.
- [34] BARCÍK, Peter. *Rozložení relativní variance optické intenzity ve svazcích*. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2012.
- [35] *Fabry-Pérot interferometer*. In: Wikipedia: the free encyclopedia [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2019 [cit. 2019-01-25]. Dostupné z URL: https://en.wikipedia.org/wiki/Fabry-Perot_interferometer.
- [36] *Vizualizační a optické měřicí metody*. [online] Vyd. 2. Vysoké učení technické v Brně. Fakulta strojního inženýrství, Energetický ústav, 2007 [cit. 2019-05-06]. Dostupné z URL: <http://ottp.fme.vutbr.cz/~pavelek/optika/index.htm>.

- [37] *What is an Interferometer?*. In: LIGO [online]. Richland: Caltech [cit. 2019-01-25]. Dostupné z URL:
<<https://www.ligo.caltech.edu/WA/page/what-is-interferometer>>.
- [38] *What Is The Difference Between A Normal Distribution And A Lognormal Distribution?*. In: InStream solutions [online]. Washington [cit. 2019-01-09]. Dostupné z URL:
<<https://support.instreamwealth.com/hc/en-us/articles/202386009-What-is-the-difference-between-a-Normal-Distribution-and-a-Lognormal-Distribution>>.
- [39] HENNIGER, H., WILFERT, O. *An introduction of Free-Space Optical Communications*. Radioengineering [online]. Společnost pro radioelektronické inženýrství, 19(2), 203-212 [cit. 2019-05-07]. ISSN 1210-2512.
- [40] *Korelační a regresní analýza*. Wikisofia [online]. Creative Commons Uvedte autora 3.0 Česko, 2013 [cit. 2019-03-17]. Dostupné z URL:
<https://wikisofia.cz/wiki/Korela%C4%8Dn%C3%AD_a_regresn%C3%AD_anal%C3%BDza>
- [41] *Model Data Using the Distribution Fitter App: Documentation*. <https://de.mathworks.com> [online]. Nemecko: MathWorks, 2019 [cit. 2019-04-18]. Dostupné z: URL:
<<https://de.mathworks.com/help/stats/model-data-using-the-distribution-fitting-tool.html>>
- [42] *Ophir Vega: User manual*. Manualslib [online]. [cit. 2019-04-23]. Dostupné z: URL:
<<https://www.manualslib.com/manual/1222035/Ophir-Vega.html?page=61#manual>>
- [43] BERMAN, G, A CHUMAK a V GORSHKOV. *Beam Wandering in the Atmosphere: The Effect of Partial Coherence*. ArXiv.org [online]. Ithaca: Cornell University Library, arXiv.org, 2007 [cit. 2019-05-09]. DOI: 10.1103/PhysRevE.76.056606. Dostupné z: URL:
<<http://search.proquest.com/docview/2089943940/>>.
- [44] *Self-Contained Helium-Neon Laser Systems: Data sheet* [online]. [cit. 2019-04-27]. Dostupné z: URL:
<https://www.photonicshop.co.uk/FE/Pdf/JUSelfContainedHeNe_051607.pdf>

Zoznam symbolov, veličín a skratiek

APD	Avalanche Photodiode - lavínová dióda
BER	Bit Error Rate
CCD	Charge-coupled device
ČTÚ	Český telekomunikačný úrad
EB	Exa Byte
EHF	Extremely High Frequency
EM	Elektromagnetický
ESA	European Space Agency
FPL	Fully Photonic Link
HAPS	High Altitude Platform Station
HetNet	Heterogeneous network
PMT	Photomultiplier tube - fotonásobič
FPL	Fully Photonic Link
FSO/RF	Free Space Optics Radio Frequency
GEV	Generalized extreme value
IR	Infra Red
LCRD	Laser Communications Relay Demonstration
LED	Light emitting diode
LIGO	Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory
LTE	Long Term Evolution
PIN	PN prechod s intrinzickou vrstvou
PSK	Phase Shift Keying
QPID	Quartz Particle Impact
RF	Rádiové frekvencie
VLC	Visible Light Communication
WDM	Wavelength Division Multiplex
TDM	Time division multiplex - vlnový multiplex
WDM	Wavelength division multiplex - vlnový multiplex
λ	vlnová dĺžka
n	index lomu
α	koefficient extinkcie
α_{turb}	turbulentný útlm (Andrews)
C_n^2	štruktúrny parameter indexu lomu
C_T^2	teplotná štruktúrna konštanta
C_V^2	rýchlostná štruktúrna konštanta
L_0	vonkajšia veľkosť turbulencie
l_0	vnútorná veľkosť turbulencie

L	vzdialenosť medzi vysielateľom a prijímačom
I	optická intenzita
$I(\lambda, L)$	optická intenzita na konci prenosovej trasy
$I(\lambda, 0)$	optická intenzita na začiatku prenosovej trasy
$\sigma_{I,rel}^2$	relatívna variancia optickej intenzity
$\sigma_{P,rel}^2$	relatívna variancia optického výkonu
K	konštanta pre guľovú alebo rovinnú vlnu
k	vlnové číslo
f_{AA}	činiteľ priemerovania apertúry
D_n	štruktúrna funkcia indexu lomu
D_{RR}	štruktúrna funkcia rýchlosti vetra
D_T	štruktúrna funkcia pre izotropné tepelné fluktuácie
D, D_{RXA}	priemer prijímacej apertúry
Re	Reynldsovo číslo
R	vzdialenosť teplotných sond
c_0	rýchlosť svetla vo vákuu
p	atmosférický tlak
V	rýchlosť prúdenia
l	priečny rozmer prúdu
ν	kineatická viskozita
K	kontrast
σ^2	rozptyl
$\tau(\lambda, L)$	priepustnosť atmosféry
t	čas
T_1, T_2	teploty
β_{abs}	útlm vplyvom absorpcie na molekulách a aerosoloch
$\beta_{rozptyl}$	útlm vplyvom rozptylu na molekulách a aerosoloch
ϕ	fázový rozdiel interferujúcich vln
J_{12}	interferenčný člen
γ_{12}	stupeň čiastočnej koherencie
γ_{11}	stupeň vzájomnej koherencie
δl	dráhový rozdiel interferujúcich lúčov
R_i	odrazivosť zrkadla
T_i	priepustnosť zrkadla